

TESIS CARRERA DE DOCTORADO EN FÍSICA

**OPTOMECÁNICA Y OPTOELECTRÓNICA EN
MICRORRESONADORES BASADOS EN ESPEJOS DE
BRAGG**

Ing. Sebastián Anguiano
Doctorando

Dr. Alejandro Fainstein
Director

Miembros del Jurado

Dr. D. Zanette (presidente)
Dra. M. J. Sánchez (vocal titular)
Dr. P. A. Costanzo Caso (vocal titular)
Dra. A. V. Bragas (vocal titular)
Dr. C. Proetto (vocal suplente)
Dr. D. Grosz (vocal suplente)

31 de mayo de 2019

Laboratorio de Fotónica y Optoelectrónica
Centro Atómico Bariloche

Instituto Balseiro
Universidad Nacional de Cuyo
Comisión Nacional de Energía Atómica
Argentina

Al lector interesado.

Índice de contenidos

Índice de contenidos	v
Índice de figuras	ix
Índice de tablas	xxv
Resumen	xxvii
Abstract	xxxix
Introducción	xxxv
1. Fundamentos básicos y caracterización de las muestras	1
1.1. Cavity optomecánica plana	2
1.1.1. Confinamiento óptico y acústico mediante DBRs	2
1.1.2. Fabricación de las muestras	11
1.1.3. Modo óptico de cavity de una muestra plana	13
1.2. Cavity optomecánica con confinamiento lateral	19
1.2.1. Confinamiento óptico y acústico lateral	19
2. Estudio de los modos normales de vibración mediante dispersión Raman	29
2.1. Introducción teórica	29
2.2. Dispersión Raman en cavidades basadas en DBRs	33
2.3. Conclusiones	43
3. Dependencia de la respuesta optomecánica de los resonadores con el confinamiento lateral	45
3.1. Esquema experimental	46
3.1.1. Arreglo usual para la focalización y colección	49
3.1.2. Microscopio para el estudio de microestructuras	49
3.1.3. Procedimiento experimental	50
3.2. Generación y detección de fonones coherentes en una cavity optomecánica	52

3.2.1. Mecanismos de generación	53
3.2.2. Función de generación en una cavidad óptica	56
3.2.3. Mecanismos de detección	61
3.2.4. Función de detección en una cavidad óptica	62
3.2.5. Función de sensibilidad	67
3.3. Análisis de los datos experimentales	68
3.4. Cavidad optomecánica plana: resultados experimentales	71
3.5. Pilares: resultados experimentales	76
3.5.1. Pilares: dependencia de la respuesta electrónica con el tamaño	87
3.5.2. Pilares: dependencia de los modos acústicos de cavidad con el tamaño	93
3.6. Conclusiones	105
4. Conversión de frecuencias y biestabilidad óptica	107
4.1. Arreglo experimental y normalización	108
4.2. Dinámica temporal del modo óptico de cavidad	111
4.2.1. Dependencia con la longitud de onda	111
4.2.2. Dependencia con la potencia de excitación	114
4.2.3. Dependencia con la apertura numérica	115
4.2.4. Excitación óptica y conversión de frecuencias	120
4.3. Biestabilidad del modo óptico de cavidad	125
4.4. Conclusiones	131
5. Confinamiento óptico 3D mediante excitación láser	133
5.1. Introducción	134
5.2. Resultados	136
5.2.1. Pozo de potencial óptico	139
5.2.2. Pozos ópticos en pilares	144
5.2.3. Determinación del mecanismo	146
5.3. Conclusiones	155
Conclusiones generales	157
A. Relación de dispersión y bandas prohibidas	161
B. Confinamiento del modo óptico de cavidad en pilares	165
C. Amplificador <i>Lock-in</i> y su aplicación en reflectometría	169
C.1. Principio de funcionamiento	169
C.2. Aplicación en mediciones de reflectometría ultra-rápida	171

D. Estimación de la vida media de fonones	173
Bibliografía	179
Publicaciones	193
Agradecimientos	195

Índice de figuras

1.	Esquema de una cavidad optomecánica de largo L e índice de refracción n . a) Mediante un láser (línea roja de trazos) sintonizado en el modo óptico de cavidad (representado mediante un mínimo de reflectividad), se puebla de fotones la cavidad. Los fotones presentes dentro de la cavidad aplican una fuerza que modifica la red cristalina del material que constituye el resonador. b) Debido a la fuerza generada por los fotones, el resonador cambia su tamaño ΔL . Asimismo, debido a la tensión generada en la red cristalina, el índice de refracción del resonador cambia Δn . Estos dos cambios, influyen a su vez en la posición espectral de la resonancia óptica, lo que genera un cambio de $\Delta\omega$ en la posición espectral del modo óptico de cavidad. Al desintonizarse el modo respecto del láser, baja la población de fotones y el sistema tiende a relajar a la condición inicial.	xxxvii
1.1.	Esquema de una superred unidimensional formada por dos materiales A y B	3
1.2.	Primeras 3 ramas de una relación de dispersión genérica para una superred unidimensional infinita formada por dos materiales A y B. Las franjas rojas señalan las zonas donde no existen modos posibles.	7
1.3.	Primeras dos ramas de la relación de dispersión (curvas negras gruesas, margen derecho) de una superred unidimensional infinita $\frac{\lambda_A}{4}/\frac{\lambda_B}{4}$ junto a la reflectividad (R) de una estructura con los mismos materiales y espesores, pero con N períodos, donde $N = 5, 10$ y 50	8
1.4.	Esquema de una cavidad formada por dos DBR de período $D = d_A + d_B$ y un espaciador de ancho d_C	9
1.5.	Reflectividad de una cavidad. La presencia de un espaciador $\frac{\lambda_C}{2}$ en la estructura crea un modo de cavidad dentro de la banda prohibida, lo que se evidencia como un mínimo en la reflectividad en la frecuencia del modo.	9

1.6. Distribución de módulo cuadrado del campo ϕ dentro de una cavidad cuando se incide desde el exterior con una onda plana de frecuencia sintonizada con el modo de cavidad ($\omega \approx 1$ en la fig. 1.5).	10
1.7. Representación del crecimiento de una heteroestructura por MBE. . .	12
1.8. Esquema de una onda plana con vector de onda \mathbf{k}_0 incidiendo sobre una cavidad óptica con un ángulo θ_0 respecto de la normal $\hat{\mathbf{n}}$	13
1.9. Esquema de difracción de la luz dentro de un espectrómetro triple en modo sustractivo (abajo) y aditivo (arriba). La luz entra por la rendija de entrada S_{ent} y se mide en la CCD. En ambos casos las redes de difracción R_1 y R_3 descomponen el espectro en el mismo sentido; la diferencia radica en que en la configuración sustractiva la red R_2 recompone el espectro, mientras que en configuración aditiva, vuelve a descomponerlo. Debido a esta diferencia, en modo aditivo la resolución obtenida es tres veces mayor, pero la intensidad de la señal y el rango espectral son tres veces menores. Las rendijas S_n se utilizan en ambos casos para filtrar espacialmente el espectro.	15
1.10. Esquema del proceso relacionado con la fotoluminiscencia en un material de <i>gap</i> directo. Un fotón incidente con energía ε_{ex} excita un par electrón-hueco (a). El electrón (hueco) luego relaja de forma no radiativa hasta el fondo (tope) de la banda de conducción (valencia), para luego recombinarse emitiendo un fotón de energía ε_{pl} (b). BC (BV) corresponde a la banda de conducción (valencia).	17
1.11. Espectros de fotoluminiscencia a temperatura ambiente de la cavidad óptica en función de la posición espectral del modo óptico. La transición interbanda en GaAs se da en ~ 872 nm.	18
1.12. Factor de calidad del modo óptico en función de la posición espectral. La línea punteada marca la posición de la transición electrónica del GaAs a temperatura ambiente.	19
1.13. Esquema experimental para la colección de la luz dispersada o emitida por una muestra en la configuración regular (abajo) y con resolución angular (arriba). En el llamado plano k los frentes de onda que salen de la muestra con el mismo ángulo son focalizados, formando una imagen de la distribución angular.	20

1.14. Configuración experimental utilizada para llevar a cabo mediciones de microscopía de fotoluminiscencia. El láser de excitación, representado con una línea roja de trazos, se enfoca en la muestra mediante una lente objetivo. La fotoluminiscencia emitida (amarillo) se recoge parcialmente por la misma lente objetivo y se proyecta una imagen en la rendija de entrada del espectrómetro por la lente de colección. Se puede usar una lente adicional para obtener una imagen de la distribución angular de la fotoluminiscencia (imagen del plano k).	21
1.15. Medición de fotoluminiscencia de la muestra plana con mapeo del plano k. La imagen obtenida sigue la relación de dispersión (lateral) del modo óptico de cavidad.	21
1.16. Imágenes SEM de uno de los arreglos de pilares obtenidos por ICP-RIE a partir de una muestra plana crecida por MBE (muestra crecida en el Laboratorio de Fotónica y Nanoestructuras en Marcoussis, Francia). La muestra consta de un gran número de conjuntos como este distribuidos a lo largo y ancho para poder aprovechar también el gradiente de espesores existente.	22
1.17. Simulación 2D de los modos ópticos de un pilar junto a la distribución de la emisión correspondiente. De izquierda a derecha: los primeros 3 órdenes de menor energía y un orden mayor. Las flechas indican los ángulos centrales aproximados de la emisión.	23
1.18. Mapeo del plano k de fotoluminiscencia de un pilar cuadrado (abajo) y circular (arriba), de $8\mu\text{m}$ de lado y diámetro respectivamente.	24
1.19. Distribución lateral de los primeros modos ópticos de un pilar cuadrado de $6\mu\text{m}$ de lado, medidos mediante microscopía de fotoluminiscencia. Los modos se encuentran enumerados según su orden, dado por (η_x, η_y)	25
1.20. Panel superior: frecuencias del modo de cavidad óptica en función del diámetro del pilar (D). Panel inferior: frecuencias del modo de cavidad acústica en función del diámetro del pilar. En el recuadro destacamos los anticruces observados en los modos mecánicos. Cálculos realizados por Pablo Sesin [1]. La línea naranja de trazos es un ajuste numérico usando ec. (1.46), con $v_s = 5285 \frac{\text{m}}{\text{s}}$	26
1.21. Simulación de elementos finitos que muestra la tensión volumétrica debida al primer modo acústico de cavidad ($\sim 19\text{ GHz}$) para un micropilar de $3\mu\text{m}$ de diámetro.	27

- 2.1. Esquema del experimento típico de espectroscopía Raman en una cavidad óptica. El láser incide sobre la muestra con un ángulo θ_l y una longitud de onda λ_l , y es parcialmente dispersado (inelásticamente) en un ángulo normal a la muestra, con una longitud de onda λ_s . La flecha indica el corrimiento Raman sufrido. La línea de trazos verde es una guía visual para resaltar la relación de dispersión del modo óptico de cavidad. 35
- 2.2. Espectros de dispersión Raman de fonones ópticos obtenidos cambiando la posición de incidencia sobre la muestra para ajustar la posición espectral del modo óptico de cavidad. El ángulo de incidencia del láser es de $\sim 47^\circ$, dando la condición de DRO a colección normal para un corrimiento Raman de $\sim 295 \text{ cm}^{-1}$. Las líneas de trazos marcan la posición de los fonones ópticos medidos. 36
- 2.3. Espectros de dispersión Raman de fonones acústicos obtenidos cambiando la posición de incidencia sobre la muestra para ajustar la posición espectral del modo óptico de cavidad. El ángulo de incidencia del láser es de $\sim 4^\circ$, dando la condición de DRO a colección normal para un corrimiento Raman de $\sim 2.3 \text{ cm}^{-1}$ ($\sim 65 \text{ GHz}$). Las líneas de trazos marcan la posición de los fonones acústicos medidos. 37
- 2.4. Esquema del resonador de Fabry-Pérot utilizado para mejorar la resolución de los espectros Raman medidos. Los pixeles de la CCD están representados mediante las franjas grises verticales. La presión de N_2 puede variarse entre $\sim 0 \text{ atm}$ y $\sim 1 \text{ atm}$, cambiando de esta forma el índice de refracción dentro del resonador y, por lo tanto, la posición espectral de los modos de transmisión. El recuadro a la derecha representa el espectro de emisión de la muestra, mientras que el de la izquierda representa la composición espectral transmitida, para dos tiempos distintos (distinguidos por color). Mediante un postprocesamiento de la señal medida, es posible obtener resoluciones subpixel. 38
- 2.5. Espectro Raman medido en modo aditivo sin (panel superior) y con (panel medio) el FP en serie. Las curvas punteadas rojas corresponden a los espectros simulados y convolucionados por la resolución espectral experimental. El panel inferior muestra la relación de dispersión de los fonones y la reflectividad acústica teórica. Los asteriscos indican los picos espurios debidos al láser. 39

2.6.	Esquema del arreglo experimental utilizado para la realización de espectroscopía Raman en doble resonancia óptica (DRO) con minimización de luz espuria. El haz láser, inicialmente paralelo al eje \hat{x} y contenido en el plano XZ, es desviado a la vez que es enfocado, mediante la lente de incidencia. Mediante un espejo, se desvía el haz para que quede contenido en el plano YZ. El haz reflejado es bloqueado mediante una máscara para evitar su colección. La línea punteada roja que sigue el radio de incidencia del láser sobre la máscara es una guía para mostrar la posición espacial de la luz colectada correspondiente a un corrimiento Raman nulo. Debido a que la emisión del modo óptico aumenta su energía para ángulos mayores, los ángulos de colección por debajo del ángulo de incidencia del láser (doble flecha verde) corresponden a dispersión Stokes, mientras que los ángulos por encima (dobles flechas púrpuras) corresponden a dispersión anti-Stokes.	41
2.7.	Espectros Raman Stokes y anti-Stokes medidos en DRO sobre la muestra plana. Las curvas de distinto color corresponden a los espectros barridos por los distintos modos del FP. Los asteriscos marcan los picos espurios debidos al láser y las flechas los modos acústicos observados.	42
2.8.	Espectro Raman Stokes medido en DRO sobre un pilar cuadrado de $60\ \mu\text{m}$ de lado. Las curvas de distinto color corresponden a los espectros barridos por los distintos modos del FP. Los asteriscos marcan los picos espurios debidos al láser y las flechas los modos acústicos observados.	43
3.1.	Esquema de la primera etapa del equipo de reflectometría ultrarrápida. Cada pulso emitido por el láser pasa por una placa de media onda y por un divisor de haz polarizante (BSp) que separa la componente vertical y horizontal de la polarización. Uno de los haces (el de excitación o bombeo) es modulado por un modulador acusto-óptico, mientras el otro (de sondeo) atraviesa la línea de retardo. La misma posee dos espejos móviles (E_1 y E_2) y uno fijo (E_f); al cambiar la posición de E_1 y E_2 cambia la distancia recorrida por los pulsos de sondeo y por lo tanto el retardo temporal respecto del haz de bombeo.	47
3.2.	Arreglo experimental usual para la etapa de focalización de los haces sobre la muestra de interés y la colección del haz de sondeo reflejado. Nótese que los ángulos de excitación y sondeo pueden ser distintos. La muestra se ubica a la distancia focal de la lente, de forma tal que al atravesar la misma, los haces de sondeo y bombeo se focalizan en el mismo punto.	48

3.3. Esquema del equipo de microscopía implementado para la medición de microestructuras por reflectometría ultrarrápida. El haz de excitación viaja en línea recta, atravesando un divisor de haz polarizante (BSp), que debido a las polarizaciones utilizadas refleja sólo el haz correspondiente al sondeo, se focaliza mediante la lente objetivo e incide sobre la muestra. El haz de sondeo es reflejado por el BSp y a partir de allí viaja colineal con el haz de excitación. Luego de reflejarse en la muestra, el haz vuelve por el mismo camino hasta el divisor de haz (BS_d) que envía la mitad de la señal al detector. Para enfocar y elegir la zona a medir, se utiliza un divisor de haz removible (BS_i) que envía parte de la luz a una cámara.	49
3.4. Función de generación de fonones acústicos en la cavidad optomecánica plana para un mecanismo displacivo y suponiendo una distribución homogénea de los portadores excitados dentro del espaciador.	58
3.5. Función de generación de fonones acústicos en la cavidad optomecánica plana para un mecanismo impulsivo.	59
3.6. Modo óptico de cavidad y primeros dos modos acústicos de cavidad del resonador optomecánico plano. Se grafica la derivada del desplazamiento para que sea más claro cómo la integral en la ec. (3.39) se ve favorecida para el segundo modo.	61
3.7. Módulo de la función de detección de fonones acústicos en la cavidad optomecánica plana por el mecanismo fotoelástico.	66
3.8. Efectividad para el estudio de fonones acústicos en la cavidad optomecánica plana, considerando un mecanismo de generación de tipo displacivo y detección por el mecanismo fotoelástico.	67
3.9. Esquema del efecto que tienen las vibraciones de la red cristalina sobre la posición del modo óptico de cavidad, lo que se mide como una oscilación de la reflectividad efectiva R^{ef}	68
3.10. Traza temporal típica de reflectometría ultrarrápida de un pilar cuadrado de $3\mu m$. Los cambios térmicos y electrónicos dominan la señal medida; sin embargo, sobre esta envolvente se pueden observar las oscilaciones debidas a las vibraciones coherentes de la red, como se muestra en el recuadro ampliado.	69
3.11. Traza temporal correspondiente a un pilar cuadrado de $3\mu m$ pasada por un filtro de Savitzky-Golay (curva negra) y por un filtro pasabanda que sólo deja la contribución del modo acústico de ~ 19 GHz (curva roja). Sin la contribución electrónica, las oscilaciones son distinguibles más fácilmente.	70

3.12. Transformada numérica de Fourier de la traza temporal correspondiente a un pilar cuadrado de $3\ \mu\text{m}$. Los picos que se distinguen en $\sim 19\ \text{GHz}$, $\sim 57\ \text{GHz}$ y $\sim 95\ \text{GHz}$ corresponden a los tres primeros modos acústicos de cavidad.	71
3.13. Curvas de reflectometría ultrarrápida en función de la posición de incidencia de los haces sobre la muestra plana. Los colores se relacionan con el grado de sintonización entre el modo óptico de sondeo y el láser: azul para cuando la longitud de onda del modo es menor a la del láser, y rojo cuando es mayor. El experimento fue realizado a temperatura ambiente, con la longitud de onda central del láser fija en $881.7\ \text{nm}$. Las curvas se encuentran desplazadas tanto verticalmente como horizontalmente por claridad.	72
3.14. Reflectividad efectiva inicial (círculos rojos) e intensidad del modo acústico de cavidad de $\sim 19\ \text{GHz}$ en función de la desintonización entre el láser y el modo óptico de cavidad correspondiente al pulso de sondeo. El experimento fue realizado sobre la cavidad optomecánica plana a temperatura ambiente, con la longitud de onda central del láser fija en $881.7\ \text{nm}$	73
3.15. Curvas de reflectometría ultrarrápida en función de la posición de incidencia de los haces sobre la muestra plana. Se utilizó el arreglo experimental con resolución microscópica explicado en la sección § 3.1.2. El experimento fue realizado a temperatura ambiente, con la longitud de onda central del láser fija en $882.26\ \text{nm}$. Las curvas se encuentran desplazadas tanto verticalmente como horizontalmente por claridad.	74
3.16. Intensidad de los modos acústicos de cavidad de $\sim 19\ \text{GHz}$ y $\sim 57\ \text{GHz}$ en función de la desintonización entre el láser y el modo óptico de cavidad. Se utilizó el arreglo experimental con resolución microscópica explicado en la sección § 3.1.2. El experimento fue realizado sobre la muestra plana a temperatura ambiente, con la longitud de onda central del láser fija en $882.26\ \text{nm}$	75
3.17. Intensidad de los modos acústicos de cavidad de $\sim 19\ \text{GHz}$ y $\sim 57\ \text{GHz}$ en función de la desintonización entre el láser y el modo óptico de cavidad. El experimento fue realizado sobre la cavidad optomecánica plana a temperatura ambiente, modificando la longitud de onda central del láser y dejando fija la posición de incidencia sobre la muestra, correspondiente a $\lambda_{cav} \approx 882\ \text{nm}$	76

3.18. En la parte izquierda de esta figura se muestran dos imágenes obtenidas por SEM, una de los arreglos de pilares (superior) y la otra el detalle de un único pilar cuadrado de $5\mu\text{m}$ (inferior). En el lado derecho se presentan tres mapas del plano k, uno correspondiente a la muestra plana (inferior), otro a un pilar cuadrado de $20\mu\text{m}$ (medio) y por último a un pilar cuadrado de $8\mu\text{m}$ (superior). Las elipses blancas representan la distribución espectral y angular de los haces de bombeo y sondeo.	77
3.19. Trazas temporales normalizadas y promediadas en función de la longitud de onda del láser para pilares de sección cuadrada de $2\mu\text{m}$ a $60\mu\text{m}$ de lado. Las curvas correspondientes a cada pilar se encuentran agrupadas y presentan el mismo color. La línea punteada gris es una guía para la vista que marca la dependencia del tiempo de recuperación característico del modo óptico (τ_e) con el tamaño del pilar.	78
3.20. Trazas obtenidas para la condición óptima en cada pilar, corregidas y filtradas mediante un filtro pasa banda entre 5 GHz y 100 GHz . La línea punteada gris es una guía para la vista que marca la dependencia del tiempo de recuperación característico del modo óptico (τ_e) con el tamaño del pilar.	79
3.21. En el panel superior se muestra una traza temporal normalizada correspondiente a un pilar cuadrado de $5\mu\text{m}$. En el <i>inset</i> se esquematiza la posición relativa del modo óptico de cavidad para los distintos tiempos marcados con las estrellas del mismo color. En el panel del medio se presenta la traza filtrada mediante un filtro pasa banda entre 5 GHz y 100 GHz; y en el panel inferior una transformada de Fourier por ventanas de 1000 ps. Las componentes espectrales de corta duración que se observan alrededor de $\sim 55\text{ GHz}$ y $\sim 15\text{ GHz}$ están relacionadas con las oscilaciones observadas en la zona “caótica” en la fig. 3.20.	81
3.22. Función de generación (G) y función de sensibilidad efectiva (S) según el modelo propuesto.	85
3.23. Intensidad del modo acústico de cavidad de $\sim 19\text{ GHz}$ en función de la desintonización entre el modo óptico y el láser. Los círculos negros son los puntos experimentales, mientras que la línea punteada roja corresponde a la simulación.	87
3.24. Tiempo característico de recuperación del índice de refracción (círculos) junto con los resultados de simulaciones de la dinámica de difusión del sistema electrónico (línea de puntos).	88

3.25. Esquema de la distribución de los portadores (pares electrón-hueco) excitados por el pulso de bombeo (izquierda), y su distribución luego de difundir por un tiempo corto (centro) y un tiempo largo (derecha). El eje vertical no está en escala, para facilitar la visualización.	90
3.26. Cálculo de la dependencia temporal del modo óptico de cavidad (normalizado por el máximo corrimiento) utilizando la ec. (3.88) (línea gruesa negra) y un ajuste mediante una exponencial decreciente con un tiempo de relajación $\tau \approx 1,3$ ns (línea punteada roja).	92
3.27. Máxima amplitud observada de las oscilaciones en la reflectividad debidas a los tres primeros modos acústicos de cavidad, en función del tamaño lateral. Los puntos correspondientes a los distintos modos se encuentran desplazados verticalmente para mejorar la visualización. Las líneas de trazos son ajustes numéricos a los puntos experimentales.	94
3.28. Máxima amplitud observada de las oscilaciones en la reflectividad debidas a los tres primeros modos acústicos de cavidad, en función de la inversa del tamaño lateral. Los puntos correspondientes a los distintos modos se encuentran desplazados verticalmente para mejorar la visualización. Las líneas de trazos son ajustes lineales a los puntos experimentales.	97
3.29. Constantes de acoplamiento optomecánico de fotón único de carácter geométrico (g_0^{geo} , escala derecha) y fotelástico (g_0^{ph} , escala izquierda) en función del diámetro del pilar (D). Recuadro: dependencia con $1/D$ para ambas contribuciones. Cálculos realizados por Pablo Sesin [1]. Las líneas punteadas son ajustes lineales.	99
3.30. Detalle del modo de ~ 19 GHz (a) y ~ 57 GHz (b) para tres pilares cuadrados de distinto tamaño ($5\ \mu\text{m}$, $3\ \mu\text{m}$ y $2\ \mu\text{m}$). Las curvas punteadas representan los espectros simulados considerando que los modos acústicos confinados tienen una distribución espacial igual a sus equivalentes ópticos. Los espectros se encuentran desplazados verticalmente para facilitar la visualización; la línea punteada naranja marca el centro del modo para el pilar de $5\ \mu\text{m}$	100
3.31. Vida media de los modos de ~ 19 GHz y ~ 57 GHz en función del tamaño lateral. En el <i>inset</i> se muestra la dependencia del factor de calidad $Q_m = \omega\tau/2$	102
3.32. Comparación entre los puntos experimentales y la dependencia teóricas esperadas considerando $q_{\parallel} = k_{\parallel}^{\text{laser}}$	104

- 4.1. Esquema del equipo de microscopía implementado para la medición de microestructuras por espectroscopia de reflexión resuelta en tiempo con excitación continua. El arreglo es análogo al de reflectometría ultrarrápida explicado en el capítulo 3, pero con un divisor de haz adicional utilizado para introducir el láser continuo de excitación. Asimismo, el haz de sondeo es guiado a un equipo de espectroscopía para estudiar los cambios en su espectro en función del tiempo de retardo respecto de la excitación pulsada. 108
- 4.2. Esquema del funcionamiento del experimento. Los pulsos de bombeo (arriba) son bloqueados intermitentemente, mientras que los pulsos de sondeo (medio) inciden continuamente. Debido a esto el modo óptico de cavidad, marcado con un asterisco, se encuentra en distintas posiciones, y los pulsos de sondeo que se reflejan en la muestra (abajo) presentan un espectro distinto, con una periodicidad dada por la modulación de los pulsos de bombeo. Al integrar durante un tiempo mucho más largo que dicho período, el espectro medido (abajo, derecha) está dado por la suma. 109
- 4.3. Mapas de reflectividad (R) en función del tiempo para dos pilares cuadrados de $5\mu\text{m}$ de lado, correspondientes a zonas de la muestra con distintos espesores de capas y, por lo tanto, distintas posiciones espectrales de equilibrio del modo óptico de cavidad: 884.6 nm (a) y 887.6 nm (b). Las escalas de color a la derecha de las figuras corresponden a la reflectividad medida. La excitación pulsada se da a $t = 0$, lo que genera el corrimiento hacia menores longitudes de onda (λ) del modo óptico (evidenciado por las zonas de menor reflectividad). 112
- 4.4. Parte real (izquierda) e imaginaria (derecha) del cambio de índice de refracción del espaciador de GaAs debido al pulso de bombeo. Los puntos fueron obtenidos mediante el ajuste de la reflectividad medida en la fig. 4.3 a (círculos negros) y fig. 4.3 b (cuadrados rojos), utilizando el método de las matrices de transferencia. 113
- 4.5. Dependencia del corrimiento del modo óptico fundamental (hexágonos rojos) y de la intensidad del modo acústico de cavidad de $\sim 19\text{ GHz}$ (estrellas verdes) con la potencia de los pulsos de bombeo, para un pilar cuadrado de $5\mu\text{m}$ de lado y con el modo óptico en $\sim 882\text{ nm}$. La línea de trazos roja es una estimación teórica. 114
- 4.6. Distribución de campo lejano de los modos ópticos de cavidad de un pilar cuadrado de $7\mu\text{m}$, medidos mediante el mapeo del plano K por fotoluminiscencia. 116

- 4.7. Dinámica del espectro de reflexión medido en un pilar cuadrado de $7\mu\text{m}$ de lado para 3 aperturas numéricas distintas, dadas por el iris esquematizado en la fig. 4.1. El mínimo ángulo sólido colectado corresponde a (a) y el máximo a (c). Dependiendo del ángulo sólido se puede observar la evolución temporal de uno (a), dos (b) o tres (c) modos ópticos. . . . 117
- 4.8. Mediciones de espectroscopia de reflexión de alta resolución temporal para pilares cuadrados de $5\mu\text{m}$, $4\mu\text{m}$, $3\mu\text{m}$ y $2\mu\text{m}$ de lado. Las mediciones fueron realizadas con la misma potencia incidente y apertura del iris. Los valores de reflexión superiores a 1 corresponden a emisión por parte de la muestra. 121
- 4.9. Cálculo del espectro debido a un resonador armónico cuya resonancia y pérdida varían como una función error, seguida de una recuperación dada por un decaimiento exponencial hacia la condición de reposo. . . 123
- 4.10. Dinámica temporal del modo óptico fundamental de un pilar cuadrado de $3\mu\text{m}$ de lado cuando además del pulso de bombeo es excitado mediante un láser continuo con una potencia de 15 mW (a) y cuando sólo es excitado mediante el pulso de bombeo (b). La línea de trazos naranja indica la posición espectral del láser continuo. 126
- 4.11. Dinámica temporal del modo óptico fundamental de un pilar cuadrado de $3\mu\text{m}$ de lado cuando además del pulso de bombeo es excitado mediante un láser continuo con una potencia de 10 mW. La línea de trazos naranja indica la posición espectral del láser continuo. 127
- 4.12. Dinámica temporal del modo óptico fundamental de un pilar cuadrado de $3\mu\text{m}$ de lado cuando además del pulso de bombeo es excitado mediante un láser continuo con una potencia de 14 mW. La línea de trazos naranja indica la posición espectral del láser continuo. Durante los primeros instantes de la medición ($t \lesssim -150\text{ps}$, correspondiente a tiempos por debajo de la línea punteada negra) el láser continuo se mantuvo tapado, para poder apreciar mejor el efecto sobre el modo óptico al dejarlo incidir sobre la muestra. 128
- 4.13. Dinámica temporal del modo óptico fundamental de un pilar cuadrado de $4\mu\text{m}$ de lado cuando además del pulso de bombeo es excitado mediante un láser continuo sintonizado con el segundo modo de cavidad confinado, con una potencia de 14 mW (a) y cuando sólo es excitado mediante el pulso de bombeo (b). La línea de trazos naranja indica la posición espectral del láser continuo. 130

4.14. Dinámica temporal de los dos primeros modos ópticos de cavidad de un pilar cuadrado de $4\mu\text{m}$ de lado cuando además del pulso de bombeo es excitado mediante un láser continuo con una potencia de 13 mW, sintonizado con el segundo modo de cavidad confinado. La línea de trazos naranja indica la posición espectral del láser continuo.	131
5.1. a) Espectros de fotoluminiscencia en función de la potencia incidente, que van desde 1.8 mW hasta 22.2 mW. b) Esquema del sistema, que muestra la generación de calor debida a la excitación láser. c) Representación de un pozo de potencial óptico Gaussiano y la modos confinados resultantes, que aparecen debajo del espectro continuo original.	135
5.2. Espectros de fotoluminiscencia con resolución espacial (a, c) y angular (b, d), obtenidos excitando la muestra plana con un haz monocromático de 760 nm con una potencia de 1.7 mW (a, b) y 18 mW (c, d). Se utilizó una lente objetivo de 20x y 0.3NA para la incidencia y colección.	137
5.3. Espectros de fotoluminiscencia obtenidos excitando la muestra plana con un haz monocromático de 760 nm con potencias de 1.5 mW, 4.5 mW, 9 mW, 18 mW y 40 mW, para cuatro posiciones espectrales del modo óptico de cavidad (separados por colores). Se utilizó una lente objetivo de 20x y 0.3NA para la incidencia y colección.	138
5.4. Ejemplo del ajuste realizado para obtener los valores de ϵ_0 y σ , mediante la ec. (5.6). Los círculos representan los puntos experimentales, mientras que la curva corresponde al ajuste.	139
5.5. Dependencia con el confinamiento de modos tipo Bessel (negro) y representación del pozo de potencial óptico efectivo (color). Las soluciones al sistema están dadas por el cruce entre las curvas. Los círculos marcan los modos medidos, ubicados lateralmente sobre la curva correspondiente al pozo para mejorar la comparación. La muestra se excitó mediante un haz monocromático de 760 nm ,utilizando una lente objetivo de 20x y 0.3NA, y con una potencia de a) 17 mW, b) 30 mW y c) 47 mW. d) Comparación entre los pozos de potencial efectivos correspondientes a las tres potencias.	140
5.6. Dependencia de la profundidad del pozo óptico efectivo con la potencia de incidencia. La dependencia mantiene una tendencia esencialmente lineal hasta una potencia de ~ 30 mW, donde comienza a ser importante su componente cuadrática. Las líneas de puntos (azul) y de trazos (rojo) son ajustes numéricos. La muestra se excitó mediante un haz monocromático de 760 nm y utilizando una lente objetivo de 20x y 0.3NA.	141

- 5.7. Distribución espacial y espectral de la emisión de fotoluminiscencia de la muestra plana. La misma se excitó mediante un haz monocromático de 760 nm con una potencia de 18 mW y utilizando un objetivo de 20x y 0.3NA para la incidencia y colección. El gráfico superior izquierdo corresponde a la distribución espacial de la emisión total. La curva roja a su derecha muestra el espectro tomado en $Y = 0 \mu\text{m}$, correspondiente al centro de la emisión. Los gráficos siguientes son cortes transversales de los modos observados (en orden creciente de energía de izquierda a derecha y de arriba a abajo), hasta llegar a la zona continua del espectro (último). Los números entre paréntesis identifican las distribuciones espaciales con las posiciones espectrales de los distintos modos. Las flechas y los círculos de trazos naranjas corresponden a las energías y a los diámetros efectivos de los modos, respectivamente, calculados mediante el modelo del pozo óptico. 142
- 5.8. Mapa espacial de fotoluminiscencia correspondiente al espectro mostrado en el panel superior derecho de la fig. 5.7. Se excitó mediante un haz monocromático de 760 nm con una potencia de 18 mW y utilizando un objetivo de 20x y 0.3NA para la incidencia y colección. 144
- 5.9. Espectros de fotoluminiscencia con resolución espacial de un pilar cuadrado de $60 \mu\text{m}$ (a, c) y otro de $20 \mu\text{m}$ (b, d), obtenidos excitando la muestra plana con un haz monocromático de 760 nm con una baja potencia (a, b) y alta potencia (c, d). Se utilizó un objetivo de 20x y 0.3NA para la incidencia y colección del pilar de $60 \mu\text{m}$ y un objetivo de 100x y 0.9NA para el pilar de $20 \mu\text{m}$ 145
- 5.10. Espectros de fotoluminiscencia obtenidos variando el período de la excitación entre $1 \mu\text{s}$ (azul) y 1 s (rojo), para un ciclo de trabajo de 20 %. La muestra se excitó mediante un haz monocromático de 760 nm con una potencia de 41 mW y utilizando un objetivo de 20x y 0.3NA. 147
- 5.11. Espectros de fotoluminiscencia obtenidos variando el ciclo de trabajo entre 20 % (azul) y 80 % (rojo). El período de la excitación se mantuvo fijo en $2.5 \mu\text{s}$. La muestra se excitó mediante un haz monocromático de 760 nm con una potencia de 33 mW y utilizando un objetivo de 20x y 0.3NA. 148
- 5.12. Desplazamiento espectral del modo óptico de cavidad en función de la temperatura. La línea de trazos roja es un ajuste lineal. 149

5.13. Distribución de la temperatura en función del tiempo, para una fuente de calor Gaussiana de $\text{FWHM} \approx 10 \mu\text{m}$, con una dependencia exponencial decreciente en la dirección de crecimiento ($z_0 = 2207 \text{ nm}$) y potencia máxima disipada de $0.741 \frac{\text{mW}}{\mu\text{m}^3}$. a) Evolución temporal de la temperatura en la dirección radial. La línea de trazos blanca marca el ancho medio de la fuente. b) Evolución temporal de la temperatura en la dirección de crecimiento de la muestra. La línea punteada blanca indica la posición del espaciador de GaAs. La fuente se enciende en $t = 0 \mu\text{s}$ y se apaga en $t = 0,2 \mu\text{s}$. Cálculos facilitados por Andrés A. Reynoso.	150
5.14. Dependencia de la profundidad del pozo óptico efectivo con el período de la excitación, para un ciclo de trabajo de 20 % y una potencia de 47 mW. <i>Inset</i> : Dependencia de la profundidad del pozo óptico efectivo con el período de la excitación, para un período de excitación de $2.5 \mu\text{s}$ y una potencia de 33 mW. La muestra se excitó en ambos casos mediante un haz monocromático de 760 nm y utilizando un objetivo de 20x y 0.3NA. Las líneas de trazos corresponden al resultado obtenido mediante el modelo de difusión térmica propuesto.	151
B.1. Mapeo de fotoluminiscencia con resolución angular para un pilar cuadrado de $8 \mu\text{m}$ (arriba) y simulación teórica (abajo).	167
C.1. Señal medida por el fotodiodo cuando se modula el haz de bombeo. La normalización es tal que la reflectividad de la muestra sin perturbar es 1. 171	
C.2. Señal medida por el fotodiodo cuando se modula el haz de sondeo. La normalización es tal que la reflectividad de la muestra sin perturbar es 1. 172	
D.1. Panel superior: traza temporal de reflectometría diferencial de un pilar cuadrado de $6 \mu\text{m}$ de lado. Panel inferior: logaritmo natural de la amplitud de oscilación del modo acústico de $\sim 19 \text{ GHz}$ (negro), ajuste mediante un decaimiento exponencial (rojo, trazos) y función de sensibilidad (verde).	173
D.2. Panel superior: amplitud de oscilación del modo acústico de $\sim 57 \text{ GHz}$ de un pilar cuadrado de $6 \mu\text{m}$ de lado (negro) y función de sensibilidad (verde). Panel inferior: logaritmo natural de la amplitud de oscilación del modo de $\sim 57 \text{ GHz}$ corregida por la función de sensibilidad (negro) y ajuste mediante un decaimiento exponencial (rojo, trazos).	174

-
- D.3. Comparación entre el modo de ~ 19 GHz observado experimentalmente para un pilar de $3\mu\text{m}$ de lado (rojo) y los cálculos realizados teniendo en cuenta los modos acústicos de orden superior para dos vidas medias homogéneas distintas. La línea de trazos blanca marca el punto a partir del cual el modo óptico de cavidad se encuentra en reposo. 175
- D.4. Comparación entre el modo de ~ 19 GHz observado experimentalmente para un pilar de $7\mu\text{m}$ de lado (rojo) y los cálculos realizados teniendo en cuenta los modos acústicos de orden superior para dos vidas medias homogéneas distintas. La línea de trazos blanca marca el punto a partir del cual el modo óptico de cavidad se encuentra en reposo. 176

Índice de tablas

1.1. Símbolos a reemplazar en la ec. (1.9)	4
5.1. Difusividad térmica	155

Resumen

En este trabajo estudiamos un sistema propuesto algunos años atrás como un posible candidato para la demostración de efectos optomecánicos en el rango de las decenas y cientos de GHz, con la ventaja de ser fácilmente integrable en circuitos optoelectrónicos. El mismo consiste en una cavidad formada por un espaciador de GaAs ubicado entre dos espejos de Bragg (DBRs), crecidos epitaxialmente. Dos muestras basadas en la misma estructura fueron estudiadas: por un lado, una muestra tal como fue crecida, es decir, plana; por otro, una muestra idéntica a la anterior, pero a la cual se le grabaron pilares de distinto tamaño lateral mediante litografía por haces iónicos reactivos (ICP-RIE). Este sistema con un espaciador de GaAs es el más simple de su tipo, por lo que sirve como base para una amplia variedad de posibilidades, ya que durante el mismo proceso de crecimiento epitaxial es posible agregar pozos y/o puntos cuánticos donde se lo desee, permitiendo hacer ingeniería de las interacciones y del acoplamiento con distintos grados de libertad. Entenderlo es, entonces, de gran importancia. Para ello se realizó una serie de experimentos, en los cuales se buscó entender el sistema y los mecanismos que gobiernan las interacciones entre fotones, electrones y fonones. Asimismo, se buscó demostrar la existencia de efectos optomecánicos debidos al acoplamiento entre los modos acústicos y ópticos de cavidad.

En primer lugar se estudió el efecto del confinamiento lateral sobre los modos ópticos de las estructuras. Para ello se llevaron a cabo experimentos de microscopía de fotoluminiscencia con resolución espacial (campo cercano) y angular (campo lejano), mediante un sistema de microscopía desarrollado durante el presente trabajo. Para caracterizar los modos acústicos en este tipo de estructuras se llevaron a cabo mediciones de dispersión Raman resonante. Utilizando un arreglo que permite obtener espectros de ultra-alta resolución se obtuvieron los primeros espectros de los modos acústicos propios de estas estructuras. En este tipo de experimentos se observa la presencia tanto de los modos acústicos de cavidad como de modos acústicos extendidos (de centro de zona de Brillouin). Si bien la amplitud de las tensiones debida a estos últimos es despreciable comparada con la correspondiente a los modos de cavidad, debido a la simetría de su distribución espacial y a la existencia de un acoplamiento no nulo en los espejos, la intensidad de la dispersión observada es aproximadamente del mismo

orden. A pesar de utilizar un equipo de ultra-alta resolución, los anchos espectrales de los modos de cavidad no pudieron ser resueltos, debido a su gran factor de calidad Q_m (larga vida media).

La existencia de significativa luz espuria impidió realizar mediciones de este tipo en pilares de diámetro menor a $60\ \mu\text{m}$. Por otro lado, si bien la dispersión Raman aporta información valiosa respecto de efectos optomecánicos estacionarios, la dinámica temporal de los procesos involucrados no es accesible. Incluso la vida media de los modos acústicos de cavidad, reflejada en el ancho espectral de los modos acústicos, es demasiado larga hasta para la máxima resolución posible experimentalmente, por lo que tampoco puede estimarse a partir de este tipo de mediciones.

Para sortear estos problemas se investigaron, mediante la técnica de reflectometría diferencial ultra-rápida (bombeo-sondeo), los modos acústicos de cavidad, su dinámica temporal y el acoplamiento optomecánico. Utilizando el arreglo de microscopía multipropósito desarrollado, se estudió la dependencia con el tamaño lateral (L) de la amplitud de las vibraciones generadas y detectadas (relacionada con el factor de acoplamiento optomecánico g_0), la frecuencia de las mismas (ω_0) y su vida media (τ). Los resultados muestran un aumento en la amplitud de las vibraciones mecánicas ($\propto 1/L$) y una disminución de su vida media ($\propto L/\omega_0$), al disminuir el tamaño de los pilares. Esta caída de la vida media debida a la micro-estructuración conlleva una diferencia importante en el factor de calidad mecánico Q_m de los resonadores de menor tamaño. Para el modo de $\sim 19\ \text{GHz}$, por ejemplo, esto se traduce en pasar de un valor nominal de ~ 37000 (si se consideran sólo las pérdidas debidas al escape de fonones al sustrato) a valores reales por debajo de ~ 1100 para pilares de tamaño lateral menor a $7\ \mu\text{m}$. Por otro lado, debido al confinamiento lateral generado por la micro-estructuración, se observó un aumento en la frecuencia de los modos mecánicos. Este cambio es diferente para los distintos modos, siendo en aproximación inversamente proporcional al área de confinamiento y a la frecuencia de los mismos ($\propto 1/\omega_0 L^2$). Estos resultados se explican mediante una serie de modelos que tienen en cuenta el efecto del confinamiento lateral, así como la influencia creciente de las imperfecciones superficiales, a medida que se reduce el tamaño lateral.

Además de la respuesta mecánica, se analizó, en función del tamaño lateral, la evolución del sistema electrónico luego de una excitación láser ultra-rápida, y su relación con la dinámica del modo óptico y la eficiencia de generación y detección de fonones coherentes. Al ser los electrones los mediadores entre los campos electromagnéticos y las vibraciones, la comprensión de su dinámica temporal es importante para interpretar la generación y detección de fonones coherentes en los experimentos de reflectometría ultra-rápida. Para profundizar la comprensión de esta dinámica, y su influencia sobre la respuesta óptica de las muestras, se diseñó y se puso en práctica una nueva técnica compuesta, la cual aprovecha las ventajas del equipo de reflectometría ultra-rápida y

del de espectroscopía. Gracias a la misma, es posible estudiar la respuesta espectral del modo óptico durante los instantes que dura la excitación óptica, así como durante la recuperación posterior. Durante la excitación, se presenta una dinámica compleja, donde se observa emisión de luz desplazada en energía debido al cambio rápido en las propiedades ópticas generado por el pulso de excitación (conversión de frecuencias). Por otro lado, los resultados experimentales muestran una caída en el tiempo característico de recuperación del modo óptico para pilares por debajo de $\sim 10\ \mu\text{m}$ de lado. Mediante la comparación con un modelo teórico, se demuestra que la recuperación luego de la excitación esta dominada por la difusión lateral de los portadores foto-excitados y su eventual recombinación en la superficie. Mediante una ligera modificación del esquema experimental, es posible ralentizar o incluso bloquear la recuperación del modo óptico, por medio de la excitación de portadores con un láser de emisión continua, evidenciando fenómenos de biestabilidad óptica.

Finalmente, se estudió un fenómeno que surge al excitar una cavidad óptica mediante un láser de energía mayor a la del *gap* electrónico del GaAs, con una potencia elevada y en un área reducida. El mismo se manifiesta por la aparición de picos de emisión de fotoluminiscencia a energías por debajo del modo óptico fundamental. Mediante la caracterización espacial y angular de esta emisión, y por medio de un modelo teórico, se demuestra que esto se debe a la formación de una zona localizada de mayor índice de refracción, que funciona como un pozo de potencial óptico 3D. Lo que esto significa es que se forman nuevos estados ópticos permitidos, análogos a los observados en los pilares, y confinados dentro del área excitada. Para determinar el origen de este fenómeno, se llevaron a cabo mediciones modulando el haz de excitación mediante un modulador de frecuencia y ciclo de trabajo sintonizables. Los resultados obtenidos confirman que el origen del cambio en el índice de refracción es térmico.

Durante la realización de esta tesis, se logró una profunda comprensión del sistema de interés, allanando el camino para el diseño y estudio de muestras de mayor complejidad, así como para la demostración de efectos de retroacción dinámica en estos dispositivos. Asimismo, se desarrollaron nuevos métodos experimentales y de procesamiento de datos que asientan las bases para la realización de nuevos e interesantes experimentos en el ámbito de la optoelectrónica y optomecánica en cavidades basadas en espejos de Bragg.

Palabras clave: OPTOMECÁNICA, ÓPTICA, MICROCAVIDADES, MICROPILARES, RESONADORES, OPTOELECTRÓNICA

Abstract

Optomechanics and optoelectronics in micro-resonators based on Bragg mirrors:

In this paper we study a system proposed a few years ago as a possible candidate for the demonstration of optomechanical effects at frequencies up to of hundreds of GHz, with the advantage of being easily integrated in optoelectronic circuits. It consists of a cavity formed by a GaAs spacer located between two Bragg mirrors (DBRs), grown epitaxially. Two samples based on the same structure were studied: on the one hand, an as-grown sample, that is, plane; on the other hand, a sample identical to the previous one, but to which pillars of different lateral size were engraved by reactive ion etching lithography (ICP-RIE). This system with a bulk GaAs spacer is the simplest of its kind, so it serves as a basis for a wide variety of possibilities, since during the process of epitaxial growth it is possible to add quantum wells and/or quantum dots where desired, allowing the engineering of the interactions and coupling to different degrees of freedom. Understanding this system is, then, of great importance. To this end, a series of experiments were performed, in which the aim was to understand the mechanisms that govern the interactions between photons, electrons and phonons in this system. Moreover, it was sought to demonstrate the existence of optomechanical effects due to the coupling between the acoustic and optical cavity modes.

First, we studied the effect of lateral confinement on the optical modes of the structures. To do this, photoluminescence microscopy experiments with spatial (near field) and angular (far field) resolution were carried out using a microscopy system developed during the present work. Furthermore, to characterize the acoustic modes in these structures, resonant Raman scattering measurements were performed. By means of an ultra-high resolution spectroscopy technique, the first spectra of the acoustic modes of these structures were obtained. In these experiments, the presence of both acoustic cavity modes and extended acoustic modes (Brillouin zone center) are observed. Although the amplitude of the stress field due to the latter is negligible compared to that of the cavity modes, due to the symmetry of its spatial distribution and the existence of a non-zero coupling in the mirrors, the observed intensity of the dispersion is approximately of the same order. Despite using an ultra-high resolution equipment, the

spectral widths of the cavity modes could not be resolved, due to their high quality factor Q_m (long mean life).

The existence of significant spurious light prevented measurements of this kind for pillars with a diameter below $60\ \mu\text{m}$. On the other hand, although the Raman dispersion provides valuable information regarding stationary optomechanical effects, the temporal dynamics of the processes involved is not accessible. Even the mean life of the acoustic cavity modes, reflected in the spectral width of the acoustic modes, is too long even for the maximum resolution possible experimentally, so it can not be estimated from these measurements either.

To solve these problems, the acoustic cavity modes, their temporal dynamics and the optomechanical coupling were investigated by ultra-fast differential reflectometry (pump-probe technique). Using the developed multi-purpose microscopy arrangement, we studied the dependence of the amplitude of the generated and detected vibrations (related to the optomechanical coupling factor g_0), their frequency (ω_0) and their mean life (τ) with lateral size (L). The results show an increase in the amplitude of the mechanical vibrations ($\propto 1/L$) and a decrease in their mean life ($\propto L/\omega_0$), when reducing the size of the pillars. This decrease in the mean life due to micro-structuring leads to an important difference in the mechanical quality factor Q_m of the pillars. For the $\sim 19\ \text{GHz}$ mode, for example, it translates to a fall from a nominal value of ~ 37000 (if only the losses due to the escape of phonons toward the substrate are considered) to real values below ~ 1100 for pillars with lateral size shorter than $7\ \mu\text{m}$. On the other hand, due to the lateral confinement generated by the micro-structuring, an increase in the frequency of the mechanical modes was observed. This change is different for each mode, being in approximation inversely proportional to the confinement area and their frequency ($\propto 1/\omega_0 L^2$). These results are explained by a series of models that take into account the effect of lateral confinement, as well as the increasing influence of surface imperfections, as the lateral size is reduced.

In addition to the mechanical response, we analyzed, as a function of the lateral size, the evolution of the electronic system after an ultra-fast laser excitation, and its relation with the dynamics of the optical mode and the coherent phonon generation and detection efficiencies. Since electrons are the mediators between electromagnetic fields and vibrations, the understanding of their temporal dynamics is important to interpret the generation and detection of coherent phonons in pump-probe experiments. To deepen the understanding of this temporal dynamics, as well as its influence on the optical response of the samples, a new composite technique was designed and implemented, which takes advantage of the ultra-fast reflectometry and the spectroscopy equipments. With it, it is possible to study the spectral response of the optical mode during the moments that lasts the optical excitation, as well as during the subsequent recovery. During excitation, a complex dynamic is observed, with emission of light

shifted in energy is present due to the rapid change in the optical properties generated by the pump pulse (wavelength conversion). On the other hand, the experimental results show a rapid decrease in the characteristic recovery time of the optical mode for pillars of lateral size below $\sim 10\ \mu\text{m}$. Comparing with a theoretical model, it is demonstrated that the recovery after excitation is dominated by the lateral diffusion of the photoexcited carriers and their recombination on the surface. With a slight modification of the experimental setup, it is possible to slow down or even block the recovery of the optical mode, by excitation of carriers with a continuous wave laser, evidencing optical bistability phenomena at play.

Finally, a phenomenon was studied, which arises when an optical cavity is excited by a laser of energy greater than the GaAs electronic bandgap, with high power and in a reduced area. It manifests itself through the appearance of photoluminescence emission peaks at energies below the fundamental optical mode. By means of the spatial and angular characterization of this emission, as well as a theoretical model, it is shown that this is due to the formation of a localized area with a higher refractive index, which functions as a 3D optical potential well. This means that new permitted optical states are formed, analogous to those observed in the pillars, and confined within the excited area. To determine the origin of this phenomenon, measurements were carried out modulating the excitation beam with a modulator of tunable frequency and duty cycle. The results obtained confirm that the origin of the change in the refractive index is thermal.

During the realization of this thesis, a deep understanding of the system of interest was achieved, paving the way for the design and study of samples of greater complexity, as well as the demonstration of dynamic backaction in these devices. Also, new experimental and data processing methods were developed, which lay the foundations for the realization of new and interesting experiments in the field of optoelectronics and optomechanics in Bragg-mirror-based cavities.

Keywords: OPTOMECHANICS, OPTICS, MICROCAVITIES, MICROPILLARS, RESONATORS, OPTOELECTRONICS

Introducción

La utilización de resonadores mecánicos se remonta tanto como la historia misma [2], siendo su principal función la comunicación y la creación de música. El acoplamiento de resonancias mecánicas y campos eléctricos, por otro lado, es relativamente reciente. Tal vez uno de los sistemas más emblemáticos sea el caso de los cristales de cuarzo. Por ser el cuarzo un piezoeléctrico, al aplicarle una deformación en la dirección cristalográfica correcta, se generará un campo eléctrico, y si, en cambio, se le aplica un campo eléctrico, éste se deformará [3]. Ahora bien, si se toma una lámina de un cristal de cuarzo, la misma presentará una resonancia mecánica en una frecuencia inversamente proporcional a su espesor [3]. Esto es cierto para cualquier sólido, y se origina debido al abrupto cambio de impedancia acústica con el medio circundante. Sin embargo, para el caso particular de un piezoeléctrico, lo que esto significa es que si se aplica un campo eléctrico oscilante, con una frecuencia que coincida con dicha resonancia, el campo eléctrico también resonará en dicha frecuencia [3]. Debido a la precisión de esta resonancia, el cuarzo se utilizó, entre otras cosas, para la fabricación de equipos de comunicación por radio durante gran parte del siglo XX [4]. Durante la segunda guerra mundial, esta característica lo convirtió en un recurso estratégico [4, 5], a tal punto que dañar de alguna forma un cargamento de cuarzo destinado a EEUU (incluso sin procesar) podía ser considerado sabotaje. Más adelante, el desarrollo de cristales de cuarzo artificiales a escala industrial le quitó al cuarzo natural la importancia estratégica de la que gozaba [4]. La historia de la relación entre resonadores mecánicos y campos electromagnéticos, por otro lado, recién comenzaba.

Con el advenimiento de las computadoras y la miniaturización, la frecuencia de trabajo de los circuitos electrónicos fue aumentando progresivamente [6]. El desarrollo de los componentes necesarios para lograr circuitos puramente ópticos [7, 8] y el avance de la computación cuántica [9, 10] se encuentran empujando los límites de la tecnología actual. En este marco, tomó impulso hace algunos años una rama relativamente nueva de la ciencia: la optomecánica de cavidades. Como su nombre lo sugiere, ésta estudia los fenómenos relacionados con resonadores mecánicos y ópticos acoplados [11–13]. Así como los resonadores de cuarzo pueden ser utilizados para modular señales electromagnéticas en el rango de las radiofrecuencias, los resonadores optomecánicos son capaces, entre otras cosas, de modular señales electromagnéticas hasta el rango óptico. Debido

a que la velocidad a la cual es posible modular una señal es lo que determina el caudal de información que puede transmitirse [14], lograr frecuencias de modulación mayores es uno de los principales objetivos perseguidos [15, 16]. Sin embargo, no es ésta la única aplicación posible de la tecnología relacionada a la optomecánica. Otra interesante aplicación involucra el desarrollo de sensores de fuerza hipersensibles (del orden de los attoneutons) y sensores de movimiento que rozan el límite cuántico [17]. Por el lado de la computación óptica y cuántica, se estudian también sistemas que podrían ser utilizados como dispositivos de almacenamiento de pulsos ópticos [18, 19]. El control a nivel cuántico de objetos mesoscópicos es también un objetivo predominante [20–24], tanto desde el punto de vista de sus posibles aplicaciones en sensores, como desde la investigación básica.

Relacionado con esto último, existen dos fenómenos que han captado el interés de la comunidad científica en los últimos años: el enfriamiento óptico y la amplificación paramétrica de un modo mecánico. Ambos se basan en el mismo principio optomecánico. En el primer caso, se sintoniza el láser de excitación (de emisión continua) respecto de un modo óptico del resonador, de forma tal que los fotones, al circular, absorban energía del sistema mecánico. Esto genera una disminución efectiva de la población de fonones en el modo mecánico estudiado, lo que equivale a una disminución de la temperatura efectiva del mismo [25, 26]. La amplificación paramétrica, relacionada con la emisión estimulada de fonones (también llamado saser [27], en analogía con el láser), requiere de una sintonización del láser respecto del modo óptico, tal que en cada ciclo de oscilación del modo mecánico, éste absorba energía del campo electromagnético. Lo que esto genera es un aumento coherente fuerte de la amplitud del modo mecánico en cuestión [28, 29]. En la fig. 1 se esquematiza un caso genérico, donde se muestra el efecto que pueden tener los fotones sobre la red cristalina de un resonador, y cómo los cambios en la misma afectan la respuesta óptica del resonador (efecto llamado de “retroacción dinámica”). Esencialmente, si se sintoniza un láser con el modo óptico de cavidad del resonador, ingresarán al mismo un gran número de fotones. Estos, debido a distintos mecanismos que explicaremos más adelante, aplicarán una fuerza sobre el resonador, generando un cambio de dimensiones y una tensión interna en la red cristalina. Estos cambios mecánicos, a su vez, dan lugar a un cambio en la resonancia óptica de la cavidad $\Delta\omega_c$, debido a que la misma está definida justamente por el largo L y el índice de refracción n del sistema. Podemos describir este cambio como:

$$\Delta\omega_c = \frac{\partial\omega_c}{\partial L}\Delta L + \frac{\partial\omega_c}{\partial n}\Delta n, \quad (1)$$

donde $\frac{\partial\omega_c}{\partial L}$ y $\frac{\partial\omega_c}{\partial n}$ definen esencialmente las constantes optomecánicas de carácter geométrico (g^{geo}) y fotoelástico (g^{ph}), respectivamente. Otra forma más generalizada de describir lo mismo es olvidando exactamente qué fenómeno produce el cambio en la

resonancia, y centrándose en que, en cualquier caso, es debido a las perturbaciones (u) en la red. De esta forma, se define la constante optomecánica de un fotón como $g_0 = -\frac{d\omega_c}{du}x_{zpf}$, donde x_{zpf} es el movimiento de punto cero del oscilador [30].

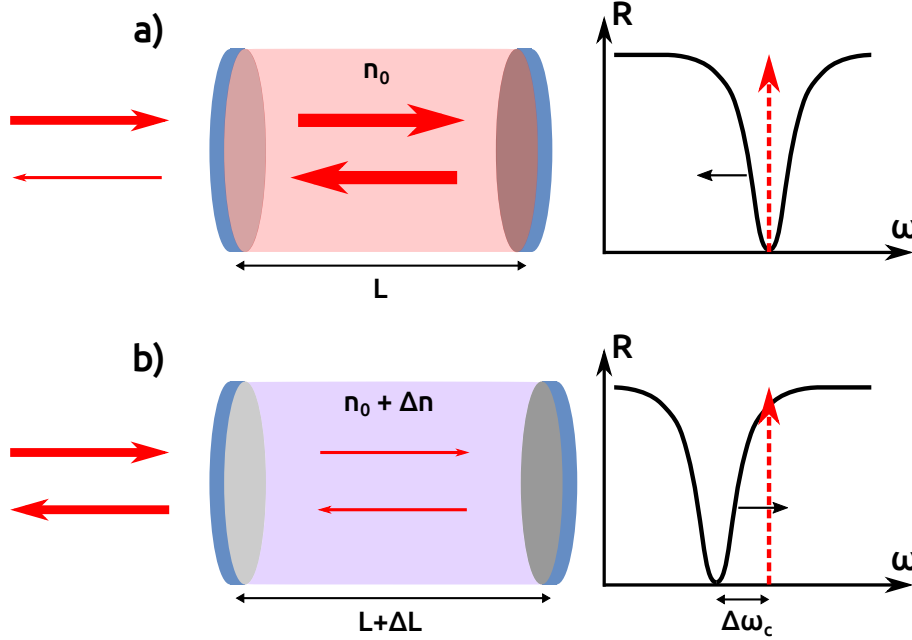


Figura 1: Esquema de una cavidad optomecánica de largo L e índice de refracción n . a) Mediante un láser (línea roja de trazos) sintonizado en el modo óptico de cavidad (representado mediante un mínimo de reflectividad), se puebla de fotones la cavidad. Los fotones presentes dentro de la cavidad aplican una fuerza que modifica la red cristalina del material que constituye el resonador. b) Debido a la fuerza generada por los fotones, el resonador cambia su tamaño ΔL . Asimismo, debido a la tensión generada en la red cristalina, el índice de refracción del resonador cambia Δn . Estos dos cambios, influyen a su vez en la posición espectral de la resonancia óptica, lo que genera un cambio de $\Delta\omega$ en la posición espectral del modo óptico de cavidad. Al desintonizarse el modo respecto del láser, baja la población de fotones y el sistema tiende a relajarse a la condición inicial.

Este tipo de retroalimentación por parte del sistema mecánico es una condición necesaria para que existan los efectos optomecánicos mencionados (enfriamiento y auto oscilación). El esquema mostrado en la fig. 1 presenta, obviamente, una simplificación considerable. En un sistema real, como ya se mencionó anteriormente, la sintonización inicial entre el láser y el modo óptico de cavidad influye fuertemente en el tipo de fenómeno que es posible observar. Esto tiene que ver con el tipo de fuerza fotónica que domine en el sistema en cuestión, y la fase de la misma respecto de las vibraciones mecánicas con las que interactúa. La forma más simple de entender esto tal vez es con una analogía. Toda persona conoce lo que es un columpio o hamaca y como hacerlo funcionar correctamente. Desde el punto de vista físico, es simplemente un péndulo, y como tal, posee una frecuencia de resonancia, por lo que, partiendo del reposo, si se empuja con esta frecuencia, la amplitud de la oscilación crecerá rápidamente, como cualquiera habrá experimentado durante su niñez y/o paternidad. Ahora, si una vez que el niño se está columpiando se empieza a aplicar impulso con la misma frecuencia,

pero en contra fase, el resultado obtenido es exactamente el opuesto: el columpio se comienza a frenar. Si bien este sistema es equivalente a una cavidad mecánica sin acoplamiento optomecánico y estimulada de forma pulsada, muestra de forma intuitiva la importancia de la fase de una excitación. Existen dos diferencias fundamentales entre el resonador optomecánico y el columpio (aparte de las obvias). Por un lado, además de la resonancia mecánica, existe la resonancia óptica. Por otro, estas dos resonancias se encuentran acopladas, por lo que un cambio debido a una afecta a la otra. Esto permite, por ejemplo, que una excitación óptica continua pueda generar una fuerza oscilante. Dependiendo del flanco de la resonancia óptica en que se sintonice el láser, y el tipo de fuerza que domine, la fuerza fotónica estará en fase con las vibraciones mecánicas (amplificación paramétrica), o estará en contra fase (enfriamiento óptico) [30].

Ahora bien, considerando la componente mecánica del resonador como un oscilador armónico, la amplificación paramétrica o auto oscilación puede verse como una disminución efectiva de la amortiguación Γ_{ef} , mientras que el enfriamiento puede entenderse como un aumento de la misma por acción de la luz. Esto surge de tomar el sistema de ecuaciones que describe al sistema óptico y mecánico acoplados, y reducirlos a una ecuación que describe al resonador mecánico en función de la potencia de excitación láser y de la sintonización, que definen la fuerza que actúa como fuente [31]. La forma funcional exacta de Γ_{ef} depende de la fuerza fotónica en cuestión, pero en general toma una forma del tipo [31]:

$$\Gamma_{ef} = \Gamma_m \left(1 + \mathcal{Q}_m \frac{\omega_0 \tau}{1 + \omega_m^2 \tau^2} \frac{\nabla F_{op}}{K} \right), \quad (2)$$

donde \mathcal{Q}_m y Γ_m son el factor de calidad y el amortiguamiento intrínseco del resonador mecánico para el modo de frecuencia angular ω_0 , respectivamente, τ es el tiempo característico de retardo de la fuerza fotónica F_{op} , K es la constante elástica del oscilador y ω_m es la frecuencia angular de la vibración mecánica en cuestión (que para el caso de interés se toma $\omega_m \approx \omega_0$). Esencialmente, F_{op} depende del mecanismo específico de acoplamiento optomecánico (g_0), de la cantidad de fotones que son capaces de permanecer dentro de la cavidad (dado por el factor de calidad óptico \mathcal{Q}_{op}) y de la sintonización entre el modo óptico y el láser de excitación.

Cuando el segundo término dentro del paréntesis en la ec. (2) se vuelve negativo y del orden de 1, el amortiguamiento efectivo se anula, y se produce la amplificación paramétrica o auto oscilación del resonador. Por otro lado, cuando el mismo término se vuelve mucho mayor a 1, el amortiguamiento efectivo aumenta y la oscilación mecánica se ve fuertemente disminuida, lo que se conoce como enfriamiento óptico. En cualquiera de estos dos casos, para facilitar estas condiciones extremas, se desea que \mathcal{Q}_m y F_{op} sean elevados, mientras que K debe ser bajo. En el caso de F_{op} , esto significa un

acoplamiento optomecánico (g_0) fuerte y un Q_{op} alto. por otro lado, $K = \omega_0^2/m_{ef}$, donde ω_0 corresponde a la frecuencia de resonancia del oscilador y m_{ef} a su masa efectiva, de forma que, manteniendo ω_0 fijo, se debe minimizar m_{ef} . De esta forma, para maximizar los efectos optomecánicos, se busca trabajar con sistemas de alto factor de calidad óptico y mecánico, alto g_0 y baja masa efectiva.

A lo largo del tiempo se han diseñado y desarrollado numerosos sistemas optomecánicos que evidencian la física descripta [30]; mas allá de sus diferencias, todos constan de un resonador óptico (o de microondas/infrarrojo) con algún grado de libertad mecánico, de tal forma que el campo electromagnético sea capaz de modificar la cavidad y así acoplarse a las resonancias mecánicas de la misma, y viceversa. Los mecanismos mediante los cuales esto puede ocurrir son, a grandes rasgos, cuatro. El más estudiado de todos es el basado en la presión de radiación [32–35]. Este mecanismo está relacionado con la transferencia de momento lineal de los fotones al sistema mecánico. Otro mecanismo estudiado es la electrostricción [36–40], que, si bien es similar, se diferencia de la piezoelectricidad en que la deformación inducida es proporcional al cuadrado del campo eléctrico, en vez ser lineal con el mismo [41]. Los mecanismos anteriores se basan en fenómenos que no requieren de la absorción de fotones por parte del sistema. Por otro lado, el acoplamiento debido a cambios periódicos de temperatura [31, 42] (con los subsiguientes cambios dimensionales) requiere que exista absorción de fotones, con excitación real de portadores y el subsecuente aumento de temperatura de la red al relajar estos. Este mecanismo presenta ciertas ventajas y desventajas respecto de los dos anteriores. La ventaja principal es que la energía que un fotón deposita al ser absorbido es mucho mayor a cuando sólo es dispersado cuasielásticamente (además del cambio de impulso, existe un ligero cambio en energía debido al corrimiento Doppler), por lo que los efectos que genera son mayores. La principal desventaja, por otro lado, es que cuando un fotón es absorbido, se pierde completamente la información que éste podía llegar a poseer, además del calor residual generado en cada ciclo. Finalmente, un mecanismo que recientemente ha suscitado interés es el optoelectrónico [43, 44]. El mismo se basa en los cambios dimensionales (mediante el potencial de deformación) y del índice de refracción, debidos a un cambio en la población de portadores en las bandas de valencia y conducción. Si bien es en cierta forma similar al caso térmico, ya que requiere que exista absorción de fotones, presenta potenciales ventajas respecto de éste. Principalmente, los tiempos característicos correspondientes son varios órdenes de magnitud más cortos que en el caso térmico.

Se describieron cuatro mecanismos mediante los cuales los fotones son capaces de aplicar una fuerza sobre la red cristalina, generando o absorbiendo vibraciones de la misma. Para completar el ciclo de la interacción optomecánica, se debe tener en cuenta también el efecto que estas vibraciones puedan tener sobre los fotones presentes. Este acoplamiento se encuentra dividido en dos categorías: si se encuentra gobernado por

cambios dimensionales de la cavidad, dados por los movimientos de sus interfaces, el acoplamiento es considerado de carácter geométrico; si en cambio el acoplamiento está dominado por las polarizaciones internas generadas por los movimientos relativos entre los átomos de la red, el acoplamiento es llamado fotoelástico.

Las máximas frecuencias logradas hasta la fecha en las que se han demostrado estos efectos optomecánicos en cavidades han llegado al orden de algunos GHz [45–50]. Buscando incrementar este límite, se propuso algunos años atrás un sistema basado en espejos de Bragg (DBRs), el cual presenta, debido a las propiedades de los materiales que lo conforman ($\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{As}$), una particularidad sumamente interesante: las impedancias ópticas y acústicas entre las interfaces de los materiales son aproximadamente iguales [51]. Esto le otorga la capacidad de interferir ondas electromagnéticas y mecánicas de la misma longitud de onda en la misma estructura. Formando una cavidad mediante dos DBRs separados un número semientero de longitudes de onda, es posible confinar fuertemente (altos \mathcal{Q}_{op} y \mathcal{Q}_m) y en el mismo espacio (lo que optimiza g_0) fotones y fonones. Este tipo de resonador permite, por otro lado, acceder a frecuencias mecánicas de decenas y hasta cientos de GHz [52]. Asimismo, siendo el GaAs un semiconductor de *gap* directo, sería posible, bajo las condiciones adecuadas, acceder a acoplamientos fotoelásticos extremadamente altos [51] (aumentando de esta forma g_0). Por otra parte, es posible grabar este tipo de estructuras mediante litografía por haces iónicos reactivos (ICP-RIE), lo que permite trabajar con micropilares, minimizando en principio la masa efectiva. Todo esto hace de este sistema un candidato sumamente atractivo para el estudio de efectos optomecánicos. Sin embargo, existen ciertas dificultades experimentales que hay que considerar. En particular, los equipos y técnicas habitualmente utilizadas en el ámbito de la optomecánica se encuentran limitados en las frecuencias máximas de trabajo por la electrónica involucrada. El diseño de técnicas alternativas es, por lo tanto, esencial para el avance hacia mayores frecuencias de trabajo. En línea con esto, se desarrolló la presente tesis.

Este trabajo se divide en cinco capítulos y cuatro apéndices, que resumiremos a continuación.

El capítulo 1 está dedicado a la introducción a la física de las cavidades optomecánicas basadas en DBRs. En primer lugar describiremos el efecto que genera formar heteroestructuras multicapa, cómo se forma una cavidad optomecánica a partir de ellas, y el proceso de fabricación de estas estructuras. A continuación estudiaremos las propiedades del modo óptico de cavidad formado en este tipo de sistemas. Para ello introduciremos la técnica de espectroscopía de fotoluminiscencia, y los diferentes modos de trabajo. En particular, explicaremos una técnica que permite obtener información angular (mediante dispersión espacial) a partir de los espectros medidos. Finalmente, introduciremos el tema del confinamiento lateral en estructuras grabadas mediante haces iónicos reactivos para dar lugar a pilares individuales. Para comprender mejor

las consecuencias de este nuevo grado de confinamiento, presentaremos simulaciones numéricas tanto del campo electromagnético, como del acústico. Allí mostraremos que ambos presentan similitudes en su distribución espacial.

En el capítulo 2 estudiaremos, mediante espectroscopía Raman, los modos acústicos propios de nuestras estructuras. Primero haremos una introducción teórica a la técnica aplicada a sólidos cristalinos, para luego pasar al caso puntual de interés. Introduciremos el concepto de doble resonancia óptica, y veremos cómo aprovecharla para lograr un acoplamiento optomecánico mayor. Desde el punto de vista experimental, introduciremos una técnica desarrollada con anterioridad [53] para obtener espectros de una resolución ~ 30 veces superior a la máxima resolución posible del equipo. Utilizando esta técnica, mostraremos los resultados obtenidos tanto para una muestra plana, como para un pilar cuadrado de $60\ \mu\text{m}$ de lado. Veremos que esta técnica presenta limitaciones experimentales que dificultan su uso en micropilares para las frecuencias involucradas en este trabajo. En comparación con la excitación continua, la excitación pulsada presenta dos ventajas experimentales. Por un lado, el estudio de los modos acústicos en micropilares mediante espectroscopía Raman presenta dificultades debido a la gran cantidad de luz espuria presente, lo que limita el tamaño de los pilares y los ángulos de incidencia y de colección. Por otro lado, al trabajar con excitaciones y mediciones pulsadas, es posible estudiar no sólo el acoplamiento optomecánico, sino también la dinámica temporal de los modos acústicos excitados.

En base a lo recién mencionado, en el capítulo 3 se abordará el estudio de la dependencia con el confinamiento lateral de la respuesta electrónica y mecánica de los resonadores a una excitación láser pulsada. En la primer parte del capítulo explicaremos la técnica experimental, aplicada tanto a muestras macroscópicas como microscópicas. A continuación haremos una introducción teórica a los mecanismos de generación y detección de vibraciones mediante pulsos láser ultrarrápidos, y su aplicación al caso de interés. Describiremos también la función de sensibilidad a la detección y explicaremos su incidencia sobre los espectros medidos. Desde el punto de vista experimental, estudiaremos primero el comportamiento de una muestra plana, principalmente para caracterizar la técnica aplicada a nuestras estructuras. Luego pasaremos al caso de los resonadores confinados lateralmente (pilares). Analizaremos primero la dependencia de la respuesta electrónica con el tamaño de los resonadores, y su efecto en la amplitud de las vibraciones generadas y medidas. Finalmente, analizaremos la influencia que tiene el confinamiento lateral en la amplitud de los modos acústicos de cavidad, así como en sus vidas medias. Mostraremos que al aumentar el confinamiento (disminuir el tamaño lateral) se logra un mayor acoplamiento optomecánico, al mismo tiempo que se disminuye la vida media de los fonones. Mediante un modelo teórico se demuestra que la dependencia de la vida media con el tamaño lateral puede reproducirse satisfactoriamente suponiendo que la reducción de la misma está determinada por los defectos

superficiales en los pilares.

En el capítulo 4 estudiaremos más detalladamente la dinámica temporal del modo óptico de cavidad al ser excitado mediante un pulso láser ultracorto. Para ello presentaremos una técnica de espectroscopía resuelta en tiempo aplicada a micro pilares. En primer lugar explicaremos en qué consiste esta técnica, y cómo obtener información relevante a partir de las mediciones realizadas. Estudiaremos cómo afectan la potencia de excitación y el ángulo sólido de incidencia a la respuesta óptica de los micro resonadores. Por otro lado, analizaremos en detalle la dependencia temporal del sistema durante los instantes correspondientes a la excitación láser, donde se evidencian efectos de conversión de frecuencias ópticas. Finalmente mostraremos que, mediante la excitación conjunta con un láser continuo, es posible bloquear la posición de los modos ópticos de un resonador durante su dinámica de recuperación ultrarrápida. Este fenómeno, relacionado directamente con la biestabilidad óptica del sistema, abre las puertas para la realización de experimentos con un grado adicional de control.

En el capítulo 5 estudiaremos un nuevo fenómeno que se evidencia al trabajar en microscopía en muestras planas o pilares de gran tamaño. El mismo consiste en la aparición de nuevos modos ópticos de menor energía que el modo fundamental, al excitar la muestra mediante un láser continuo en un área reducida. La emisión debida a estos modos presenta una distribución espacial y angular que evidencia el confinamiento lateral de los mismos. Estudiaremos primero la dependencia de este fenómeno con la potencia de excitación y con la sintonización respecto de la resonancia electrónica del GaAs. A continuación propondremos un simple modelo para explicar los comportamientos observados y compararemos el efecto observado para pilares. Finalmente, para determinar la naturaleza de estos modos, estudiaremos el influjo que tiene sobre ellos el tiempo de excitación. Para ello utilizaremos un modulador acusto-óptico de frecuencia y ciclo de trabajo variables.

En el apéndice A se deduce la relación de dispersión de una superred infinita y se demuestra la condición que debe cumplirse para maximizar espectralmente una banda prohibida determinada.

En el apéndice B se deduce, mediante simples aproximaciones, la distribución, frecuencia y espectro de emisión de los modos confinados dentro de un pilar cuadrado.

En el apéndice C se describe el principio de funcionamiento de un amplificador *Lock-in* y su aplicación a mediciones de reflectometría diferencial resuelta en tiempo.

Finalmente, en el apéndice D se presenta el método utilizado para estimar la vida media de los modos acústicos de cavidad, a partir de mediciones de reflectometría diferencial ultrarrápida.

Capítulo 1

Fundamentos básicos y caracterización de las muestras

“Repetitio est mater studiorum”

— Desconocido

El uso de materiales compuestos por multicapas se encuentra ampliamente difundido en todos los ámbitos y para todo tipo de materiales. Las propiedades que se buscan en cada caso son muy diferentes [54–56], pero la idea es la misma: mediante la ingeniería y el diseño, crear nuevos materiales compuestos que cumplan una función determinada. En particular, en el ámbito de la óptica, las principales aplicaciones se basan en la interferencia de ondas electromagnéticas que se reflejan o refractan en las interfaces de los materiales constitutivos. Utilizando este efecto es posible crear filtros espectrales, espejos de alta calidad, recubrimientos antirreflectantes, emisores más eficientes y direccionales, etc. La búsqueda de nuevos materiales y aplicaciones posibles sigue fascinando a investigadores y tecnólogos en todo el mundo. Puntualmente, surgió hace ya varias décadas una nueva rama que estudia la interacción resonante entre la radiación electromagnética y objetos mecánicos: la optomecánica en cavidades. Se han diseñado y estudiado un gran número de sistemas, que van desde el mundo macroscópico hasta el nanométrico [30]. Recientemente un nuevo sistema optomecánico basado en heteroestructuras semiconductoras fue propuesto por Fainstein *et al.* [51]. La idea se basa en dos factores: por un lado, la similitud entre las ecuaciones que gobiernan la propagación de ondas electromagnéticas y mecánicas, y por el otro, el hecho de que para algunos materiales, el cociente de impedancias ópticas y acústicas entre los materiales constitutivos son muy similares [51]. Esto permite la coexistencia de campos electromagnéticos y vibracionales amplificados en una misma zona espacial, y, por lo tanto, una interacción amplificada entre ambos.

En la primera parte del capítulo explicaremos los fundamentos detrás de esta nue-

va cavidad optomecánica propuesta, así como la caracterización de la misma. En la segunda parte, explicaremos cómo afecta el confinamiento lateral a las propiedades de este sistema.

1.1. Cavidad optomecánica plana

Por definición, una cavidad es “un espacio hueco dentro de un cuerpo cualquiera”. En dicho espacio es posible confinar distintos elementos materiales, dependiendo de las propiedades del material que conforme las paredes de la cavidad. Debido a que un resonador tiene la particularidad de confinar durante cierto tiempo campos ondulatorios en frecuencias y polarizaciones determinadas por las propiedades mismas del resonador, se suele utilizar ambos términos como sinónimos. En nuestro caso, lo que se desea confinar son ondas electromagnéticas (luz infrarroja) y ondas mecánicas (hipersonido). De esta forma, se puede definir un modo confinado óptico y uno acústico. Por otro lado, para que una cavidad pueda ser considerada optomecánica, el campo electromagnético (mecánico) confinado por la cavidad óptica (acústica) debe ser capaz de modificar la posición y/o ancho espectral del modo acústico (óptico). Efectos especialmente interesantes ocurren cuando esta interacción es realimentada a través de efectos de retroacción dinámica [13].

1.1.1. Confinamiento óptico y acústico mediante DBRs

Para entender cómo se logra confinar la luz y las vibraciones de la red en las estructuras estudiadas, primero hay que entender qué es y cómo funciona un “reflector distribuido de Bragg” (DBR, por sus siglas en inglés). Creando una estructura periódica con distintos materiales alternados (heteroestructura) de forma tal que las reflexiones consecutivas en las distintas interfaces interfieran de forma constructiva, es posible crear un espejo de alta reflectividad en una zona espectral determinada por diseño. Al agregar esta nueva condición de periodicidad (que se suma a las condiciones ya existentes debido a la red cristalina) se obtiene lo que se conoce como una “superred” [57]. En la fig. 1.1 se esquematiza una heteroestructura formada por dos materiales, que es nuestro caso de interés. Desde el punto de vista macroscópico, la relación de dispersión de las ondas (electromagnéticas o mecánicas) que viajan por este material compuesto, se ven replegadas dentro de una nueva primera zona de Brillouin (llamada también “minizona de Brillouin”), y se forman bandas prohibidas (también llamadas bandas de rechazo), donde ciertas componentes espectrales no pueden propagarse (lo que en un material real, no infinito, se ve como bandas de alta reflectividad) [57]. A continuación se explicará matemáticamente lo que acabamos de decir.

En un medio homogéneo, isotrópico y libre de fuentes, la luz y el sonido pueden ser

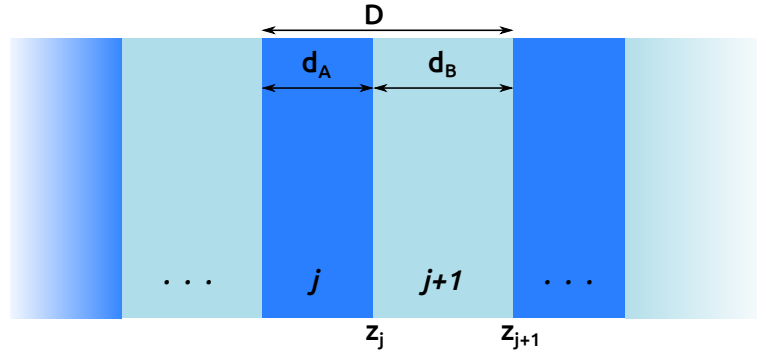


Figura 1.1: Esquema de una superred unidimensional formada por dos materiales A y B

descriptas mediante ecuaciones de onda similares. Suponiendo el caso de un frente de ondas propagándose en dirección $\hat{\mathbf{r}}$, el campo eléctrico [58] \mathbf{E} y el de desplazamientos [59] \mathbf{u} deben ser solución de

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (1.1)$$

y

$$\nabla^2 \mathbf{u} - \frac{\rho}{C} \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} = 0 \quad (1.2)$$

respectivamente, siendo c la velocidad de la luz en el vacío, n el índice de refracción del material, ρ la densidad del mismo y C su módulo elástico. La velocidad del sonido en el medio es $v_s = \sqrt{C/\rho}$.

En un material multicapa con sus capas perpendiculares al eje $\hat{\mathbf{z}}$, además de cumplirse las ec. (1.1) y ec. (1.2) en cada capa, en la interfaz entre distintos materiales se deben cumplir las condiciones de continuidad para el campo eléctrico tangencial (\mathbf{E}_t) y el campo magnético tangencial (\mathbf{H}_t)

$$\begin{cases} \mathbf{E}_{t,j}|_{z_j} = \mathbf{E}_{t,j+1}|_{z_j} \\ \mathbf{H}_{t,j}|_{z_j} = \mathbf{H}_{t,j+1}|_{z_j} \end{cases}, \quad (1.3)$$

y para el desplazamiento (\mathbf{u}) y la tensión ($\boldsymbol{\sigma}$)

$$\begin{cases} \mathbf{u}_j|_{z_j} = \mathbf{u}_{j+1}|_{z_j} \\ \boldsymbol{\sigma}_j|_{z_j} = \boldsymbol{\sigma}_{j+1}|_{z_j} \end{cases}, \quad (1.4)$$

siendo z_j la posición de la interfaz entre el material j y el material $j + 1$. Para el caso particular de que la dirección de propagación sea paralela al eje $\hat{\mathbf{z}}$, las ec. (1.3) y ec. (1.4) se reducen a

$$\begin{cases} E_j|_{z_j} = E_{j+1}|_{z_j} \\ \frac{\partial E_j}{\partial z}|_{z_j} = \frac{\partial E_{j+1}}{\partial z}|_{z_j} \end{cases} \quad (1.5)$$

para el campo eléctrico [58] y

$$\begin{cases} u_j|_{z_j} = u_{j+1}|_{z_j} \\ C_j \frac{\partial u_j}{\partial z}|_{z_j} = C_{j+1} \frac{\partial u_{j+1}}{\partial z}|_{z_j} \end{cases} \quad (1.6)$$

para el desplazamiento [57]. Además de estas condiciones, para una estructura infinita, periódica y sin absorción, se debe cumplir la condición de Bloch para dos posiciones equivalentes en dos capas del mismo material [60], tanto para el campo eléctrico

$$E(z + D) = E(z)e^{ikD} \quad (1.7)$$

como para el desplazamiento

$$u(z + D) = u(z)e^{iqD}, \quad (1.8)$$

donde $D = d_A + d_B$ es el período de la superred (fig. 1.1), d_m el espesor del material m y k (q) el módulo del vector de Bloch asociado al modo óptico (acústico). En este punto la similitud entre las ecuaciones que deben cumplir ambos tipos de onda es evidente. Generalizando el problema a la resolución de un campo escalar genérico $\phi(z, t)$ que sea solución de

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} - \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = 0 \quad (1.9)$$

y cumpla las condiciones de continuidad

$$\begin{cases} \phi_j|_{z_j} = \phi_{j+1}|_{z_j} \\ \xi_j \frac{\partial \phi_j}{\partial z}|_{z_j} = \xi_{j+1} \frac{\partial \phi_{j+1}}{\partial z}|_{z_j} \end{cases} \quad (1.10)$$

y de Bloch

$$\phi(z + D) = \phi(z)e^{ipD}, \quad (1.11)$$

podemos resolver ambos casos de una vez.

Tabla 1.1: Símbolos a reemplazar en la ec. (1.9)

General	ϕ	v	ξ_j	p
Luz	E	c/n	1	k
Sonido	u	v_s	C_j	q

Para resolver la ec. (1.9) proponemos una solución de la forma

$$\phi_j(z, t) = A_j e^{i(p_j z - \omega t)} + B_j e^{i(-p_j z - \omega t)} \quad (1.12)$$

para cada capa, lo que representa dos ondas planas con vector de onda $p_j = \omega/v_j$

viajando en sentidos opuestos en el eje $\hat{\mathbf{z}}$, y con amplitudes complejas (lo que incluye una fase posiblemente diferente) dadas por A_j y B_j . Para simplificar las cuentas, modificaremos el sistema de referencia de manera tal que $z = 0$ en el comienzo de cada capa y $z = d_j$ al final de la misma. Teniendo en cuenta lo anterior, las condiciones de continuidad quedan redefinidas de la siguiente forma:

$$\begin{cases} \phi_j|_{d_j} = \phi_{j+1}|_0 \\ \xi_j \frac{\partial \phi_j}{\partial z}|_{d_j} = \xi_{j+1} \frac{\partial \phi_{j+1}}{\partial z}|_0 \end{cases} \quad (1.13)$$

Aplicando estas condiciones a $\phi(z, t)$ resulta

$$\begin{cases} A_j e^{ip_j d_j} + B_j e^{-ip_j d_j} = A_{j+1} + B_{j+1} \\ p_j \xi_j A_j e^{ip_j d_j} - p_j \xi_j B_j e^{-ip_j d_j} = p_{j+1} \xi_{j+1} A_{j+1} - p_{j+1} \xi_{j+1} B_{j+1} \end{cases}, \quad (1.14)$$

que en representación matricial queda

$$\begin{pmatrix} e^{ip_j d_j} & e^{-ip_j d_j} \\ p_j \xi_j e^{ip_j d_j} & -p_j \xi_j e^{-ip_j d_j} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_j \\ B_j \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ p_{j+1} \xi_{j+1} & -p_{j+1} \xi_{j+1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_{j+1} \\ B_{j+1} \end{pmatrix}. \quad (1.15)$$

Despejando se obtiene

$$\begin{pmatrix} A_{j+1} \\ B_{j+1} \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} (1 + \frac{p_j \xi_j}{p_{j+1} \xi_{j+1}}) e^{ip_j d_j} & (1 - \frac{p_j \xi_j}{p_{j+1} \xi_{j+1}}) e^{-ip_j d_j} \\ (1 - \frac{p_j \xi_j}{p_{j+1} \xi_{j+1}}) e^{ip_j d_j} & (1 + \frac{p_j \xi_j}{p_{j+1} \xi_{j+1}}) e^{-ip_j d_j} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_j \\ B_j \end{pmatrix}, \quad (1.16)$$

siendo la matriz que relaciona los coeficientes de las distintas capas la llamada “matriz de transferencia” entre las capas j y $j+1$ ($\mathbb{T}_{j,j+1}$). Haciendo lo mismo para la siguiente capa, y teniendo en cuenta que las propiedades de la capa $j+2$ son las mismas que la capa j

$$\begin{pmatrix} A_{j+2} \\ B_{j+2} \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} (1 + \frac{p_{j+1} \xi_{j+1}}{p_j \xi_j}) e^{ip_{j+1} d_{j+1}} & (1 - \frac{p_{j+1} \xi_{j+1}}{p_j \xi_j}) e^{-ip_{j+1} d_{j+1}} \\ (1 - \frac{p_{j+1} \xi_{j+1}}{p_j \xi_j}) e^{ip_{j+1} d_{j+1}} & (1 + \frac{p_{j+1} \xi_{j+1}}{p_j \xi_j}) e^{-ip_{j+1} d_{j+1}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_{j+1} \\ B_{j+1} \end{pmatrix}. \quad (1.17)$$

Si ahora reemplazamos la ec. (1.16) en la ec. (1.17) obtenemos una relación entre los coeficientes de dos capas del mismo material

$$\begin{pmatrix} A_{j+2} \\ B_{j+2} \end{pmatrix} = \mathbb{T}_{j,j+2} \begin{pmatrix} A_j \\ B_j \end{pmatrix} \quad (1.18)$$

donde $\mathbb{T}_{j,j+2}$ es la matriz de transferencia entre las capas j y $j+2$, resultante del producto entre las matrices presentadas en las ec. (1.16) y ec. (1.17). Teniendo en

cuenta la condición de Bloch

$$\begin{pmatrix} A_{j+2} \\ B_{j+2} \end{pmatrix} = e^{ipD} \begin{pmatrix} A_j \\ B_j \end{pmatrix}, \quad (1.19)$$

se llega al siguiente sistema homogéneo de ecuaciones para los coeficientes A_j y B_j :

$$(\mathbb{T}_{j,j+2} - e^{ipD}\mathbb{I}) \begin{pmatrix} A_j \\ B_j \end{pmatrix} = 0, \quad (1.20)$$

donde \mathbb{I} es la matriz identidad. Para que este sistema tenga solución no trivial, su determinante debe ser nulo:

$$\det(\mathbb{T}_{j,j+2} - e^{ipD}\mathbb{I}) = 0, \quad (1.21)$$

lo que nos lleva a

$$\cos(pD) = \cos \left[\omega \left(\frac{d_A}{v_A} + \frac{d_B}{v_B} \right) \right] - \frac{1}{2} \left(\frac{v_B \xi_A}{v_A \xi_B} + \frac{v_A \xi_B}{v_B \xi_A} - 2 \right)^2 \sin \left(\omega \frac{d_A}{v_A} \right) \sin \left(\omega \frac{d_B}{v_B} \right), \quad (1.22)$$

donde $\frac{v_B \xi_A}{v_A \xi_B} = Z_{AB} = Z_{BA}^{-1}$ es el cociente de impedancias entre los materiales A y B. La ec. (1.22) define la relación de dispersión de la heteroestructura entre la frecuencia angular (ω) y el vector de Bloch (p) [57]. Si $Z_{AB} \approx 1$, lo que significa que las propiedades de los materiales no difieren demasiado, el segundo término del lado derecho de la ec. (1.22) se puede despreciar, quedando

$$\cos(pD) = \cos \left[\omega \left(\frac{d_A}{v_A} + \frac{d_B}{v_B} \right) \right]. \quad (1.23)$$

El resultado representa una relación de dispersión lineal “replegada”:

$$\omega = \pm \left(p - \frac{2\pi n}{D} \right) v_{ef} \quad , \quad n \in \mathbb{N}_0, \quad (1.24)$$

con una velocidad efectiva dada por

$$v_{ef} = D \left(\frac{d_A}{v_A} + \frac{d_B}{v_B} \right)^{-1}. \quad (1.25)$$

Esto significa que las velocidades de ambos materiales se promedian pesadas por el tiempo de tránsito en cada una de las capas. Además, la periodicidad de la superred genera una nueva primera zona de Brillouin con su borde en $\frac{\pi}{D}$ (fig. 1.2). Dado que por lo general D es mucho mayor al parámetro de red de los materiales que forman la estructura, esta nueva zona de Brillouin es mucho más pequeña que la de los materiales

originales. Si ahora tenemos en cuenta el contraste no nulo entre los materiales (término despreciado en la ec. (1.22)), la degeneración de los modos en los bordes y centro de zona se rompe, desdoblando los niveles y abriendo zonas prohibidas de energía en las cuales no hay estados permitidos en la estructura (francas rojas en la fig. 1.2), equivalentemente al caso de electrones en presencia de un potencial periódico [61]. De

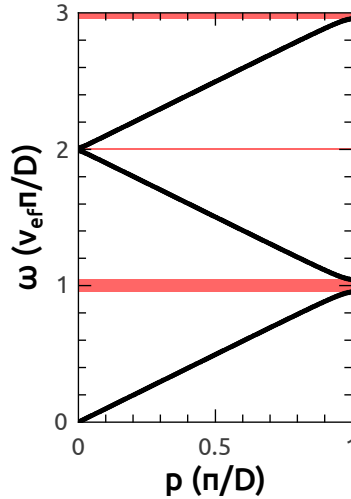


Figura 1.2: Primeras 3 ramas de una relación de dispersión genérica para una superred unidimensional infinita formada por dos materiales A y B. Las franjas rojas señalan las zonas donde no existen modos posibles.

la ec. (1.24) se desprende que las bandas prohibidas se encuentran centradas en la frecuencia $\Omega_n = \frac{\pi v_{ef}}{D} n$. Su ancho, para materiales con impedancias similares, se puede aproximar (ver apéndice A) a partir de la ec. (1.22) como

$$\Delta\Omega_n \approx 2 \frac{v_{ef}}{D} \sqrt{(Z_{AB} + Z_{AB}^{-1} - 2)} \cdot \sin \left[\frac{n\pi}{2} \left(\frac{\alpha v_B - (1 - \alpha) v_A}{\alpha v_B + (1 - \alpha) v_A} \right) \right] \quad (1.26)$$

para los modos de centro de zona (n par) y

$$\Delta\Omega_n \approx 2 \frac{v_{ef}}{D} \sqrt{(Z_{AB} + Z_{AB}^{-1} - 2)} \cdot \cos \left[\frac{n\pi}{2} \left(\frac{\alpha v_B - (1 - \alpha) v_A}{\alpha v_B + (1 - \alpha) v_A} \right) \right] \quad (1.27)$$

para los modos de borde de zona (n impar), siendo $\alpha = \frac{d_A}{D}$.

La relación de espesores entre los distintos materiales necesaria para maximizar el ancho espectral de las distintas bandas prohibidas es fácilmente deducible a partir de las anteriores expresiones:

$$\begin{cases} \alpha = \frac{(n+2m+1)v_A}{(n-2m-1)v_B + (n+2m+1)v_A} & n \text{ par} \quad , \quad m \in \mathbb{N}_0 \\ \alpha = \frac{(n+2m)v_A}{(n-2m)v_B + (n+2m)v_A} & n \text{ impar} \quad , \quad m \in \mathbb{N}_0 \end{cases} \quad (1.28)$$

teniendo en cuenta que $0 < \alpha < 1$. Por ejemplo, para maximizar la primera banda

de rechazo ($n = 1$) se debe cumplir que $d_A = \frac{\lambda_A}{4}$ y $d_B = \frac{\lambda_B}{4}$, donde $\lambda_j = \frac{2\pi v_j}{\Omega_1}$ es la longitud de onda en el material j (ver apéndice A). Este será el caso de todas las muestras utilizadas en esta tesis.

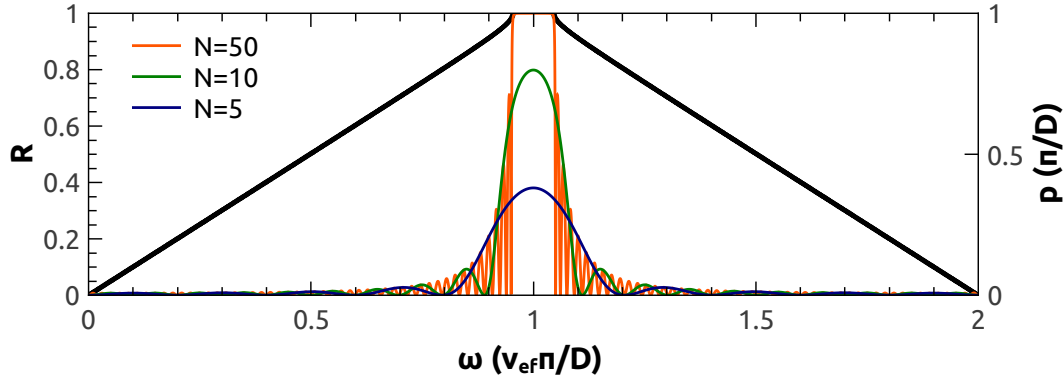


Figura 1.3: Primeras dos ramas de la relación de dispersión (curvas negras gruesas, margen derecho) de una superred unidimensional infinita $\frac{\lambda_A}{4}/\frac{\lambda_B}{4}$ junto a la reflectividad (R) de una estructura con los mismos materiales y espesores, pero con N períodos, donde $N = 5, 10$ y 50 .

Si pasamos al caso de un material no infinito, la relación de dispersión presentada en la ec. (1.22) deja de ser estrictamente válida. Sin embargo, para el caso de una heteroestructura formada por un gran número de períodos, aún se mantiene un comportamiento similar en lo respectivo a los modos existentes en la estructura. Si bien ya no es posible definir bandas prohibidas propiamente dichas, las mismas se observan como zonas de alta reflectividad (ver fig. 1.3). Esto se debe a que la interferencia destructiva en transmisión existe pero no es completa y, por lo tanto, una fracción de la onda incidente es capaz de transmitirse. Los cálculos de reflectividad mostrados en la fig. 1.3 fueron realizados utilizando el método de las matrices de transferencia, mencionado anteriormente, para tres estructuras formadas con los mismos materiales y espesores de capas ($\frac{\lambda_A}{4}/\frac{\lambda_B}{4}$), pero variando la cantidad de períodos N . Allí se puede observar claramente cómo al aumentar la cantidad de períodos la reflectividad máxima aumenta a la vez que la zona de mayor reflectividad se estrecha y confina dentro de la banda prohibida de la estructura infinita. Es por estas zonas espectrales de alta reflectividad que este tipo de estructuras recibe su nombre (DBR).

Habiendo dejado claro lo que es un DBR y cómo funciona, el siguiente paso para confinar las oscilaciones es crear una cavidad. Existen muchos tipos de cavidades; el caso más sencillo consiste en dos espejos enfrentados y separados un número semientero de longitudes de onda [62]. En nuestro caso, los espejos y el espaciador estarán incluidos dentro de la misma estructura sólida. Para ello, sólo hay que crear una estructura consistente en dos DBR enfrentados y separados por una capa de material C. El material C puede ser uno de los materiales del DBR o un material distinto, con la condición de que exista una cierta diferencia de impedancias con el material adyacente y que rompa

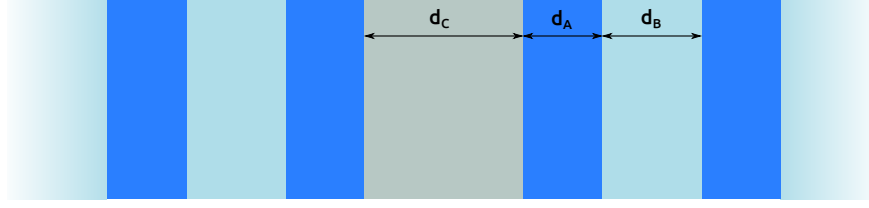


Figura 1.4: Esquema de una cavidad formada por dos DBR de período $D = d_A + d_B$ y un espaciador de ancho d_C .

la periodicidad de la estructura. Sin embargo, una cavidad óptima se forma sólo si este espaciador posee un espesor $d_C = \eta \frac{\lambda_C}{2}$ donde $\lambda_C = \frac{2\pi v_C}{\Omega_n}$ con $\eta \in \mathbb{N}_0$. La fig. 1.4 repre-

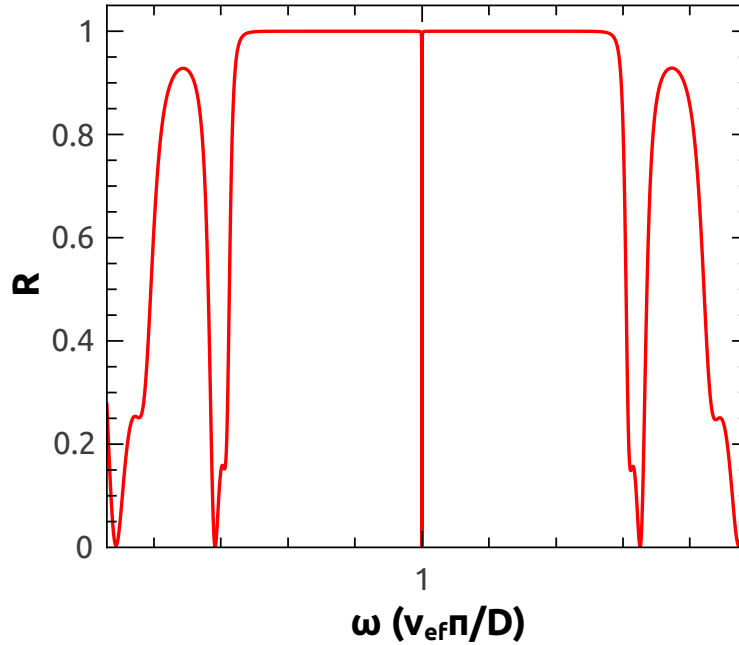


Figura 1.5: Reflectividad de una cavidad. La presencia de un espaciador $\frac{\lambda_C}{2}$ en la estructura crea un modo de cavidad dentro de la banda prohibida, lo que se evidencia como un mínimo en la reflectividad en la frecuencia del modo.

senta una cavidad de estas características. Esta estructura es similar al caso de una red cristalina con un defecto [63]. De la misma manera que una impureza en un material semiconductor puede crear estados permitidos dentro de la brecha electrónica entre la banda de valencia y la de conducción [64], el espaciador funciona como un defecto en la superred y crea un modo permitido dentro de la banda prohibida de la estructura, lo que en una muestra finita se observa como un mínimo en la reflectividad [63]. La posición espectral de este modo de cavidad dentro de la banda prohibida depende del espesor del espaciador y su impedancia. Si el mismo tiene un espesor de exactamente un número semientero de longitudes de onda, el modo aparecerá centrado dentro de

la banda y las oscilaciones se confinarán más fuertemente, por lo que se lo considera optimizado [53]. En la fig. 1.5 se muestra la reflectividad calculada para una cavidad con un espaciador $\frac{\lambda_C}{2}$ y DBRs cuyas capas poseen espesores $\frac{\lambda_A}{4}/\frac{\lambda_B}{4}$ (20 períodos de cada lado y sin sustrato). Si desde el exterior de la cavidad se incide con una onda plana cuya frecuencia se encuentra sintonizada con el modo de cavidad ($\omega \approx 1$ en la fig. 1.5), el campo se verá confinado y amplificado. Esto se muestra en la fig. 1.6. La magnitud de la amplificación dependerá de la optimización de la cavidad (espesores correctos de las capas), de la cantidad de períodos de los DBR y de la presencia o no de absorción en los materiales (en particular en el espaciador, debido a que el campo se ve amplificado en esa zona) [53]. Esta capacidad de amplificar los campos y, por lo

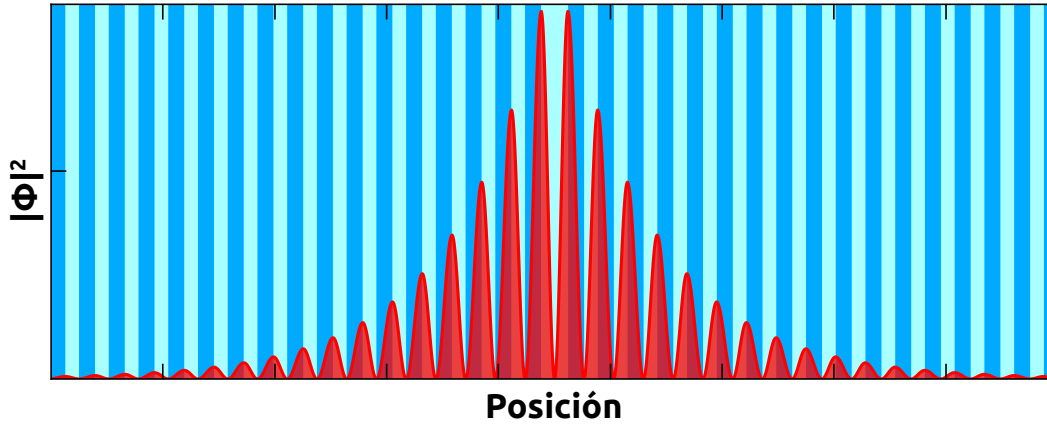


Figura 1.6: Distribución de módulo cuadrado del campo ϕ dentro de una cavidad cuando se incide desde el exterior con una onda plana de frecuencia sintonizada con el modo de cavidad ($\omega \approx 1$ en la fig. 1.5).

tanto, las interacciones dentro de las cavidades, será el pilar fundamental de todo el trabajo en esta tesis.

El parámetro que mide qué tan bueno es un resonador es el factor de calidad $Q = 2\pi \frac{\varepsilon_a}{\varepsilon_p}$, donde ε_a es la energía almacenada en el modo y ε_p la energía perdida por ciclo [65]. Si suponemos que la amplitud del campo confinado $\phi(\mathbf{r}, t)$ decae exponencialmente con algún tiempo característico τ dado por la vida media de la oscilación dentro de la estructura,

$$|\phi(\mathbf{r}, t)|^2 = |\phi_0(\mathbf{r})| e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (1.29)$$

donde $\phi_0(\mathbf{r})$ es el perfil del modo a lo largo de la estructura, y suponiendo que la energía total es proporcional a la integral espacial de $|\phi(\mathbf{r}, t)|^2$ [58],

$$Q = \frac{2\pi \iiint |\phi_0(\mathbf{r})|^2 d\mathbf{r} e^{-\frac{2t}{\tau}}}{\iiint |\phi_0(\mathbf{r})|^2 d\mathbf{r} e^{-\frac{2t}{\tau}} - \iiint |\phi_0(\mathbf{r})|^2 d\mathbf{r} e^{-\frac{2(t+2\pi/\omega_{cav})}{\tau}}} = \frac{2\pi}{1 - e^{-\frac{4\pi}{\omega_{cav}\tau}}}, \quad (1.30)$$

donde ω_{cav} corresponde a la frecuencia angular del modo de cavidad. Para $\tau \gg \frac{4\pi}{\omega_{cav}}$

resulta

$$Q \approx \frac{\omega_{cav}\tau}{2}. \quad (1.31)$$

Por otro lado, el parámetro que mide la calidad de una cavidad como filtro espectral es la *finesse* $\mathcal{F} = \frac{\Delta\Omega_1}{\Delta\omega_{cav}}$, con $\Delta\omega_{cav}$ el ancho a media altura (FWHM) del modo de cavidad en el espectro de reflectividad [66] y $\Delta\Omega_1$ el ancho de la mini banda prohibida correspondiente (definida en la ec. (1.27)). El factor de calidad y la *finesse* están relacionados a través de las propiedades del modo de cavidad (frecuencia y vida media). En particular, puede demostrarse que para el caso de vidas medias largas ($\tau \gg \frac{4\pi}{\omega_{cav}}$) se cumple [67, 68]

$$\Delta\omega_{cav} \approx \frac{2}{\tau} \quad (1.32)$$

Reemplazando en la ecuación 1.31 obtenemos

$$Q \approx \frac{\omega_{cav}}{\Delta\omega_{cav}}, \quad (1.33)$$

expresión que usaremos a lo largo de esta tesis para estimar el factor de calidad de las muestras estudiadas.

1.1.2. Fabricación de las muestras

Las estructuras descriptas en la sección anterior pueden ser fabricadas por varios métodos, tales como MOCVD (del inglés *Metalorganic Chemical Vapour Deposition*), MBE (del inglés *Molecular Beam Epitaxy*), HWE (del inglés *Hot Wall Epitaxy*) o ALD (del inglés *Atomic Layer Deposition*); de las mismas el MBE es el que induce la menor cantidad de defectos, dando lugar a estructuras con una gran precisión en las interfaces y, por lo tanto, con factores de calidad ópticos y acústicos cercanos a los valores teóricos esperados. Por esta razón, se elige esta técnica por sobre las otras. Las muestras se crecieron sobre un sustrato de GaAs orientado cristalográficamente de forma que presente la cara [001] para el crecimiento epitaxial. A su vez, los DBRs se formaron con capas alternadas de espesor $\lambda/4$ de $\text{Al}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{As}$ y $\text{Al}_{0,95}\text{Ga}_{0,05}\text{As}$, y el espaciador con una capa de espesor $\lambda/2$ de GaAs (en contacto con las capas de $\text{Al}_{0,95}\text{Ga}_{0,05}\text{As}$). El DBR en contacto con el sustrato cuenta con 28 períodos, mientras que el que se encuentra en contacto con el aire tiene 24. Esto se debe a que la diferencia de impedancias con el aire es más elevada que con el sustrato, y para que esto no limite la vida media de los fotones en la cavidad y, por lo tanto, su factor de calidad [53], debe corregirse la reflectividad mediante la adición de más períodos al DBR del lado del sustrato. El crecimiento fue llevado a cabo de forma tal que la muestra presente un gradiente de espesores en una dirección lateral, lo que permite la sintonización del modo de cavidad alrededor de la longitud de onda de diseño (en este caso ~ 875 nm, a

temperatura ambiente) con sólo utilizar distintas zonas de la misma muestra. Mientras que el GaAs posee una transición electrónica directa en ~ 872 nm a temperatura ambiente, la transición en los materiales utilizados para los DBRs se encuentra a mayor energía, evitando que exista absorción en los espejos alrededor de la longitud de onda de diseño.

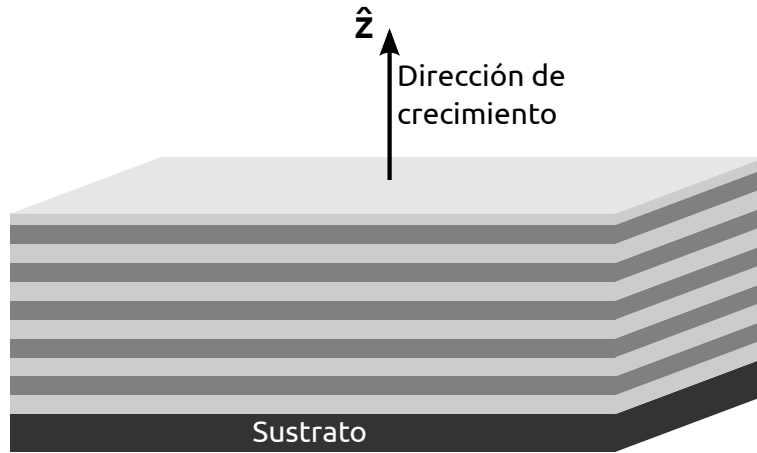


Figura 1.7: Representación del crecimiento de una heteroestructura por MBE.

La familia de semiconductores tipo III-V, GaAs-AlAs presenta varias ventajas frente a otros sistemas similares. En particular, poseen parámetros de red casi idénticos, difiriendo sólo en un $\sim 0,1\%$, lo que permite el crecimiento de estructuras de gran calidad, incluso bajo los altos estándares del MBE (control al nivel de fracciones de una monocapa atómica). Por otro lado, y de vital importancia para el desarrollo de esta tesis, los contrastes de impedancias ópticas y acústicas entre estos materiales son casi idénticas (~ 0.83) [51]. Como consecuencia, es posible constituir cavidades tanto ópticas como acústicas en un mismo dispositivo operando aproximadamente en la misma longitud de onda y en la misma posición espacial. Esto permite la existencia de efectos optomecánicos resonantes en estas estructuras [51]. Es por estas razones que estos materiales fueron escogidos por encima de otros.

Las muestras utilizadas en el desarrollo de esta tesis fueron crecidas y microestructuradas en el Laboratorio de Fotónica y Nanoestructuras en Marcoussis, Francia. El crecimiento mediante MBE estuvo a cargo de Aristide Lemaître, mientras que la microestructuración mediante ICP-RIE (del inglés *Induction Coupled Plasma - Reactive Ion Etching*) estuvo a cargo de Isabelle Sagnes. Del mismo lote, se tomó una muestra tal como fue crecida (muestra o cavidad “plana” en adelante) y otra fue microestructurada para formar pilares de sección cuadrada y circular [69, 70].

1.1.3. Modo óptico de cavidad de una muestra plana

En las secciones previas explicamos cómo confinar luz y vibraciones acústicas mediante el uso de DBRs de forma general. En esta sección particularizaremos para el caso de la luz y explicaremos cómo depende el confinamiento con el ángulo de incidencia. Asimismo, mostraremos algunas mediciones realizadas para caracterizar la muestra plana.

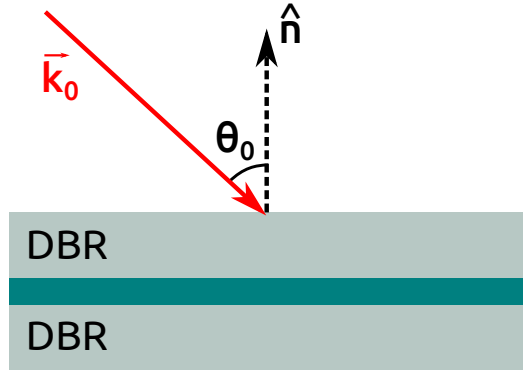


Figura 1.8: Esquema de una onda plana con vector de onda \mathbf{k}_0 incidiendo sobre una cavidad óptica con un ángulo θ_0 respecto de la normal $\hat{\mathbf{n}}$.

Consideremos una onda plana con frecuencia angular ω incidiendo con un ángulo θ_0 sobre una cavidad óptica con dirección de confinamiento $\hat{\mathbf{z}}$ como se esquematiza en la fig. 1.8. Si bien el vector de onda en cada material será distinto, a nuestros fines se puede aproximar la cavidad óptica como un material efectivo con índice de refracción n_{cav} , que presenta una resonancia óptica a incidencia normal en $\omega_{modo}(0)$. De la ley de Snell, se puede deducir que dentro del material el módulo del vector de onda efectivo será

$$k_{cav} = \frac{n_{cav}}{n_0} k_0 \quad (1.34)$$

siendo n_0 el índice de refracción del medio de incidencia. Teniendo en cuenta que

$$\begin{cases} k^2 = k_z^2 + k_{\parallel}^2 \\ k_{\parallel} = k \cdot \sin(\theta_0) \end{cases}, \quad (1.35)$$

y que, como la frecuencia de la onda se conserva al cambiar de medio se cumple [58]

$$k_{0,\parallel} = k_{cav,\parallel}, \quad (1.36)$$

se llega a

$$k_{cav,z} = k_0 \cdot \sqrt{\left(\frac{n_{cav}}{n_0}\right)^2 - \sin^2(\theta_0)}. \quad (1.37)$$

Para que se cumpla la condición de resonancia con el modo óptico de cavidad, se debe cumplir que

$$k_{cav,z} = \frac{\omega_{modo}(0) \cdot n_{cav}}{c}. \quad (1.38)$$

Reemplazando la ec. (1.38) en la ec. (1.37) y recordando que $k_0 = \frac{\omega n_0}{c}$, donde c es la velocidad de la luz en el vacío, llegamos a la relación de dispersión del modo óptico de cavidad dependiente del ángulo

$$\omega(\theta_0) = \frac{\omega_{modo}(0)}{\sqrt{1 - \left(\frac{n_0}{n_{cav}}\right)^2 \cdot \sin^2(\theta_0)}}. \quad (1.39)$$

Expresado en términos de longitudes de onda queda

$$\lambda_0(\theta_0) = \lambda_0(0) \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{n_0}{n_{cav}}\right)^2 \cdot \sin^2(\theta_0)}, \quad (1.40)$$

y expandiendo en serie de Taylor a segundo orden en $\theta_0 \rightarrow 0$ llegamos a

$$\lambda_0(\theta_0) \approx \lambda_0(0) \cdot \left(1 - \left(\frac{n_0}{n_{cav}}\theta_0\right)^2\right), \quad (1.41)$$

que describe una parábola con vértice en el modo de cavidad a incidencia normal. Las ec. (1.39) y ec. (1.41) indican que para poder acoplarse al modo óptico de cavidad, una onda plana incidiendo con un ángulo θ_0 debe tener una determinada frecuencia (longitud de onda), la cual es mayor (menor) cuanto mayor es el ángulo. Asimismo, para que la luz de una determinada frecuencia pueda ser emitida desde dentro de la cavidad, el frente de onda deberá propagarse con ese mismo ángulo. Esto puede verse realizando un espectro de fotoluminiscencia resuelto en ángulo. Una forma simple de realizar una medición de este estilo es el mapeo del “plano k”. Antes de poder detallar en qué consiste esta técnica, debemos explicar qué es y cómo se realiza una espectroscopía de fotoluminiscencia.

Espectroscopía de fotoluminiscencia

Para todas las mediciones de espectroscopía en esta tesis se utilizó un espectrómetro triple Jobin-Yvon T64000. El mismo tiene la capacidad de funcionar en modo sustractivo (priorizando la amplitud del espectro y el filtrado de luz espuria) o aditivo (priorizando la resolución). En la fig. 1.9 se esquematizan ambas configuraciones. La detección del espectro se realiza mediante un sensor multicanal extendido de tipo CCD (del inglés *Charged Couple Device*). Este se debe mantener a temperatura de nitrógeno líquido (~ 80 K) durante la adquisición. En el modo sustractivo las primeras dos etapas

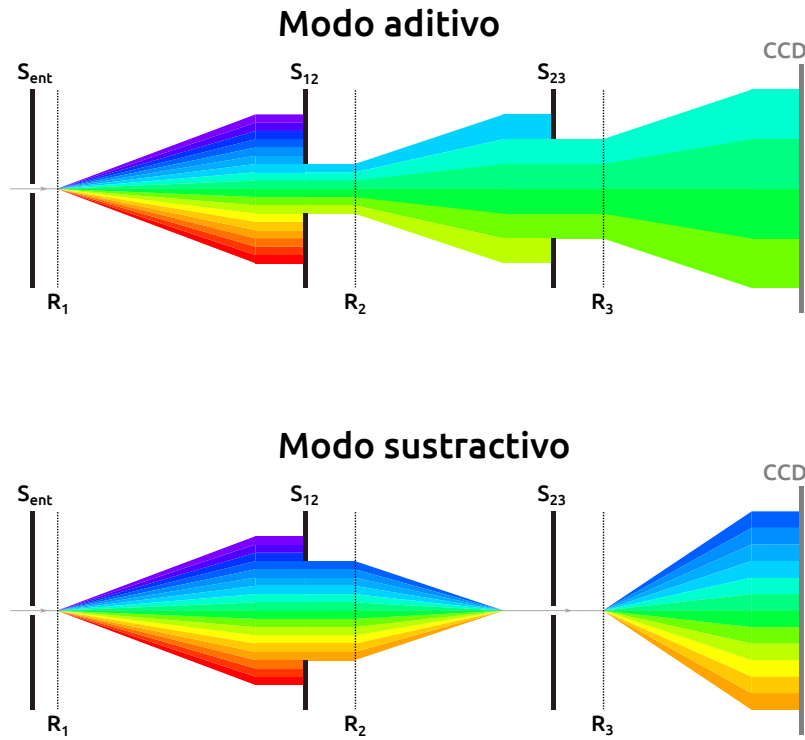


Figura 1.9: Esquema de difracción de la luz dentro de un espectrómetro triple en modo sustractivo (abajo) y aditivo (arriba). La luz entra por la rendija de entrada S_{ent} y se mide en la CCD. En ambos casos las redes de difracción R_1 y R_3 descomponen el espectro en el mismo sentido; la diferencia radica en que en la configuración sustractiva la red R_2 recompone el espectro, mientras que en configuración aditiva, vuelve a descomponerlo. Debido a esta diferencia, en modo aditivo la resolución obtenida es tres veces mayor, pero la intensidad de la señal y el rango espectral son tres veces menores. Las rendijas S_n se utilizan en ambos casos para filtrar espacialmente el espectro.

funcionan como un filtro espectral, donde la segunda red de difracción cancela los efectos de la primera. La rendija intermedia S_{12} se utiliza para filtrar las longitudes de onda no deseadas; en particular las correspondientes al láser. Luego, por medio de espejos curvos se vuelve a formar una imagen de la rendija de entrada sobre la rendija final S_{23} (ya filtrada espectralmente) y se descompone el espectro nuevamente mediante la tercera red de difracción. En el modo aditivo, por otro lado, las tres redes de difracción contribuyen a la descomposición del espectro, logrando así una resolución espectral hasta tres veces mayor. La ventaja del modo sustractivo es que la rendija S_{23} se mantiene prácticamente cerrada, aislando la tercera etapa de las anteriores y reduciendo así la posibilidad de que la luz espuria (por ejemplo el láser) llegue a la CCD. La máxima resolución asequible con este equipo en el infrarrojo cercano, en modo aditivo, es de $\sim 0.2 \text{ cm}^{-1}$.

Uno de los numerosos experimentos que pueden llevarse a cabo con un equipo como el descrito con anterioridad es la medición del espectro de fotoluminiscencia de un material semiconductor. La información obtenida por este tipo de medios es de gran utilidad tanto en sí misma, como para el diseño de otros experimentos más complejos.

Para entender esto, recordemos primero qué es un semiconductor, y qué da lugar a la fotoluminiscencia.

Al formar un sólido, los orbitales electrónicos de los átomos constitutivos pueden mantenerse inmutables (electrones interiores) o cambiar radicalmente (electrones de valencia). La presencia de un potencial periódico debido a la red cristalina impone una restricción en las energías que pueden adoptar los electrones, que se ve reflejada en las llamadas bandas electrónicas. Las mismas son rangos de energía en los que existe un cuasicontinuo de estados posibles para los electrones. En ciertos casos, entre dos bandas existe una brecha de energía donde los electrones no tienen ningún estado permitido. A esta brecha se la conoce comúnmente por su nombre en inglés, *gap*. Cuando no existe un *gap*, o la banda de valencia (última banda poblada a 0 K) se encuentra sólo parcialmente ocupada, el material resultante será metálico. Si en cambio la banda de valencia se encuentra totalmente ocupada y existe un *gap*, se diferencian dos casos: si el *gap* es relativamente pequeño (hasta algunos pocos eV), el material se define como semiconductor, mientras que si el *gap* es grande, el material será un aislante.

Si un semiconductor es excitado ópticamente con fotones de energía superior al *gap* (ε_g), es posible promover electrones en la banda de valencia a la siguiente banda, llamada banda de conducción, dejando atrás estados desocupados. El comportamiento de los electrones restantes en la banda de valencia se ve afectado por la presencia de estos estados vacíos, de forma que los mismos pueden describirse matemáticamente de forma más simple como cuasipartículas con carga eléctrica igual a la de un electrón pero positiva: los “huecos” [64]. Por esta razón, cuando se excita un electrón y se promueve de la banda de valencia a la de conducción, se dice que se crea un par electrón-hueco. Una vez excitado (creado) el electrón (hueco) relaja no radiativamente al fondo (tope) de la banda de conducción (valencia), debido principalmente a interacciones con la red cristalina y el sistema electrónico. El electrón finalmente decae a la banda de valencia, ocupando un estado vacío (lo que puede representarse también como una recombinación del par electrón-hueco) y, por conservación de energía, se emite un fotón con energía igual a la diferencia de energía entre los estados inicial y final. Esta emisión espontánea es llamada luminiscencia. En particular, si el mecanismo de excitación fue óptico, se la llama fotoluminiscencia. En la fig. 1.10 se esquematiza un ejemplo de este proceso.

En el caso particular en que el semiconductor se encuentre dentro de una cavidad óptica, con el modo de cavidad sintonizado alrededor de ε_g , el espectro de fotoluminiscencia se verá modulado espectral y direccionalmente. Este fenómeno se debe a la modificación de la probabilidad de emisión (dependiente de λ y \mathbf{k}) debida a la densidad de estados fotónicos finales posibles. En la fig. 1.11 se presentan los espectros de fotoluminiscencia de la cavidad óptica plana obtenidos a temperatura ambiente con la colección en la dirección normal a la muestra, en función de la posición espectral del modo (es decir, en función de la posición de incidencia del láser sobre la muestra).

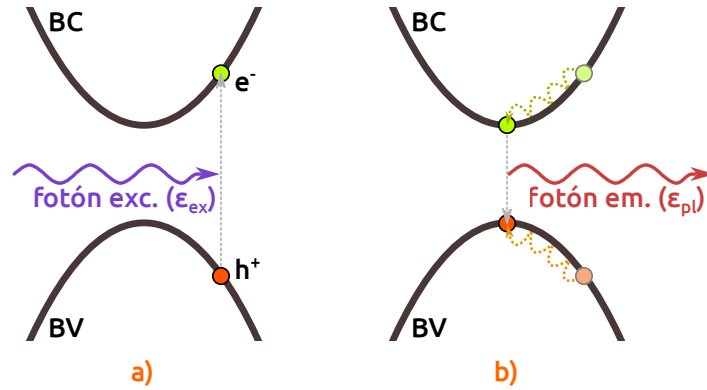


Figura 1.10: Esquema del proceso relacionado con la fotoluminiscencia en un material de *gap* directo. Un fotón incidente con energía ϵ_{ex} excita un par electrón-hueco (a). El electrón (hueco) luego relaja de forma no radiativa hasta el fondo (tope) de la banda de conducción (valencia), para luego recombinarse emitiendo un fotón de energía ϵ_{pl} (b). BC (BV) corresponde a la banda de conducción (valencia).

Lejos del *gap* electrónico, que a temperatura ambiente se encuentra en ~ 872 nm, la fotoluminiscencia es baja debido a que son cada vez menos las transiciones posibles con esas energías. A medida que el modo se acerca a la condición de resonancia electrónica ($\epsilon_{cav} = \epsilon_g$) la intensidad de la luminiscencia aumenta hasta un punto donde vuelve a bajar. Esto se debe a que el índice de refracción de los materiales depende fuertemente de la distancia a la transición, aumentando la absorción (parte imaginaria) en las cercanías de esta. Por lo tanto, al acercarse a la resonancia electrónica la tasa de reabsorción de fotones emitidos aumenta, por lo que el factor de calidad del modo óptico (\mathcal{Q}_{op}) disminuye (fig. 1.12) y la intensidad baja.

Mapeo del plano k

Como hemos demostrado, el modo óptico de cavidad tiene una dispersión en el plano que para ángulos bajos puede aproximarse como una parábola. Esto nos da un grado de libertad extra a la hora de diseñar los experimentos. Una forma de medir esta dispersión de forma rápida y simple es el mapeo del plano k. Por simple óptica geométrica se puede mostrar que si se colecta la luz proveniente de una muestra con una lente justo a la distancia focal de la misma (lo más común en los experimentos), del otro lado de la lente, y también a la distancia focal, se forma una imagen. Lo peculiar de esta imagen es que está formada por la distribución angular de la luz que proviene de la muestra, y no por la posición espacial de los puntos fuente. Es decir, en este plano (llamado “plano k” por su relación con la dirección del vector de onda) convergen en distintos puntos del espacio los rayos que salen a distinto ángulo de la muestra. Por lo tanto, si proyectamos esta imagen en la CCD, podremos ver la distribución angular separada espectralmente; en otras palabras, la relación de dispersión. Para llevar a

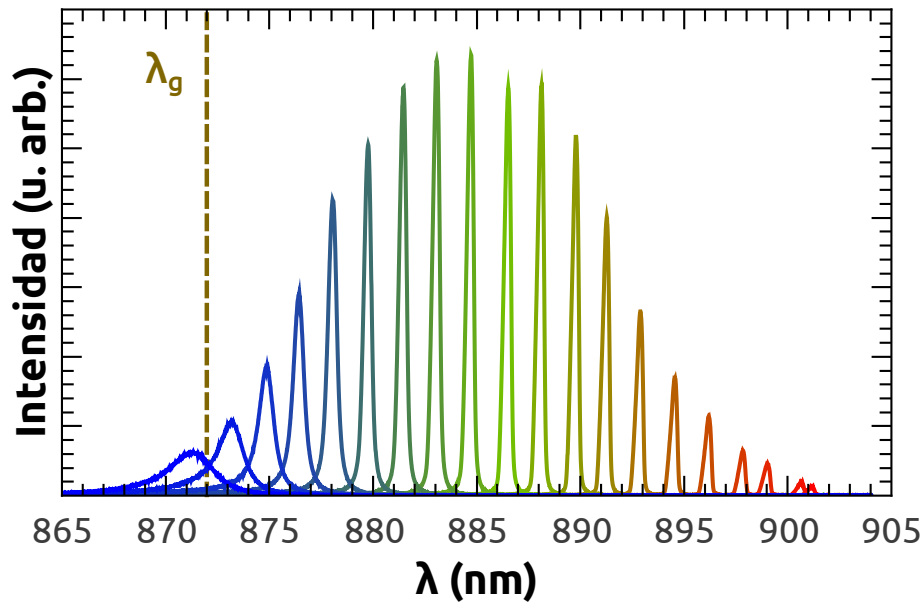


Figura 1.11: Espectros de fotoluminiscencia a temperatura ambiente de la cavidad óptica en función de la posición espectral del modo óptico. La transición interbanda en GaAs se da en ~ 872 nm.

cabo esto en un experimento real, se suelen utilizar 3 lentes. Dos de ellas son las que se utilizan normalmente para proyectar la imagen de la muestra a la CCD (la de colección y la de focalización), mientras que la tercera se ubica de forma tal que el foco de esta coincida con la de colección. De esta forma, se pasa de proyectar la imagen real de la muestra a proyectar la imagen del plano k sólo con colocar una lente. En la fig. 1.13 se esquematizan ambas configuraciones posibles.

El esquema experimental que se acaba de describir puede ser utilizado, por ejemplo, para llevar a cabo una espectroscopía de fotoluminiscencia. De esta forma, para una determinada posición en la muestra podemos determinar la relación de dispersión del modo óptico de cavidad. Debido a la mayor apertura numérica de los objetivos de microscopio (debido fundamentalmente a su menor distancia de trabajo), los mapeos del plano k son llevados a cabo mediante un arreglo de microscopía como el esquematizado en la fig. 1.14. En la fig. 1.15 se muestra una imagen obtenida con esta técnica. La misma se obtuvo a temperatura ambiente, y excitando la muestra plana con la línea de 647 nm de un láser de Argón-Kriptón. Esta energía es mayor que el *gap* electrónico del GaAs, pero no es suficiente para excitar electrones en los materiales de los DBRs. Este espectro muestra claramente la dependencia parabólica de la relación de dispersión para los ángulos medidos. Se observa también una disminución en la intensidad del espectro colectado a ángulos mayores. Esto se debe a dos factores: por un lado, como ya vimos, mientras más cerca se encuentra el modo a la transición electrónica del GaAs (~ 872 nm), menor es su factor de calidad; y por el otro, la luz colectada es filtrada espacialmente por una rendija horizontal, lo que genera una disminución del ángulo sólido colectado al aumentar el ángulo de colección. Por otro lado, aunque no llega a

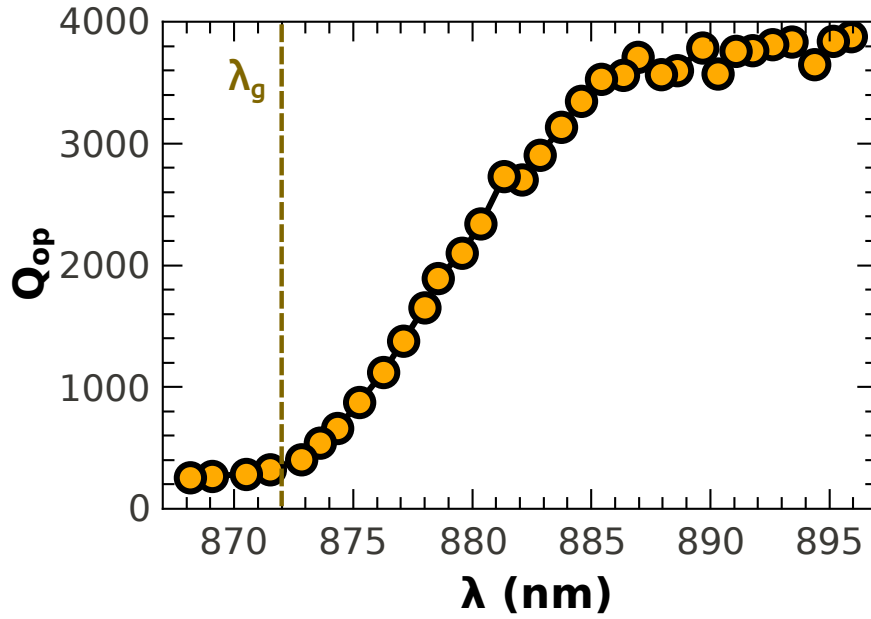


Figura 1.12: Factor de calidad del modo óptico en función de la posición espectral. La línea punteada marca la posición de la transición electrónica del GaAs a temperatura ambiente.

notarse en este caso, la apertura numérica de la lente de colección limita el máximo ángulo observable.

1.2. Cavity optomecánica con confinamiento lateral

Habiendo explicado en qué consiste la cavity optomecánica plana utilizada en este trabajo, pasaremos a la otra muestra de interés. La misma consiste en un trozo de la misma muestra crecida epitaxialmente sobre el sustrato de GaAs, pero que luego fue sometida a una microestructuración mediante ICP-RIE para remover todo el material sobre el sustrato, a excepción de algunas zonas de sección cuadrada (circular) de lados (diámetros) que van desde los $60 \mu\text{m}$ a $1 \mu\text{m}$. Como resultado, a partir de una muestra en principio plana e idéntica a la explicada antes, se llegó a una muestra que consiste en un arreglo de pilares de distintas secciones. En la fig. 1.16 se muestran tres imágenes obtenidas por microscopía electrónica de barrido (SEM, por sus siglas en inglés) de estas estructuras. Debido a la gran diferencia de impedancias óptica y acústica entre el aire y los pilares, se generara un confinamiento 3D (DBRs en la dirección \hat{z} y aire en las otras direcciones) tanto de la luz [71–73] como de las vibraciones [1, 51, 74].

1.2.1. Confinamiento óptico y acústico lateral

El confinamiento lateral tiene varios efectos posibles, uno de los cuales es la discretización de las componentes laterales posibles del vector de onda óptico (k_{\parallel}) y acústico

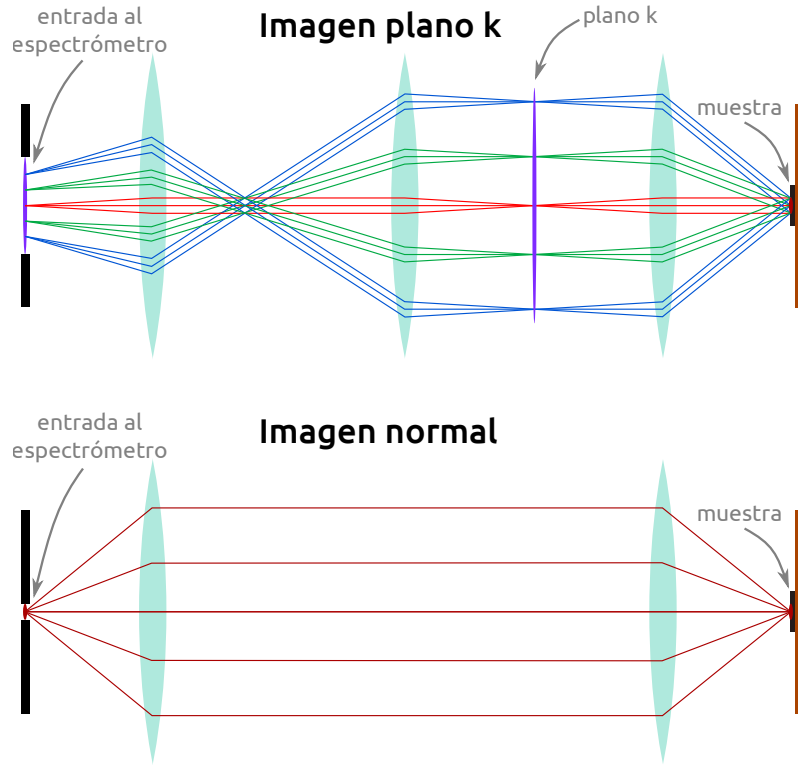


Figura 1.13: Esquema experimental para la colección de la luz dispersada o emitida por una muestra en la configuración regular (abajo) y con resolución angular (arriba). En el llamado plano k los frentes de onda que salen de la muestra con el mismo ángulo son focalizados, formando una imagen de la distribución angular.

(q_{\parallel}). Esto se debe a que al haber creado una nueva interfaz con el medio circundante, se deben cumplir las condiciones de contorno pertinentes al campo electromagnético y mecánico. Para explicar esto de forma sencilla, se puede considerar como aproximación que el cociente de impedancias entre un pilar y el aire/vacío es infinito. Esto significa que tanto el campo eléctrico como la componente normal a la superficie de la tensión deben ser nulos en la interfaz:

$$\begin{cases} \mathbf{E}|_{borde} = 0 \\ \boldsymbol{\sigma} \cdot \hat{\mathbf{n}} = 0 \end{cases}, \quad (1.42)$$

donde $\hat{\mathbf{n}}$ es la normal a la superficie lateral del pilar. Esto condiciona a que sólo pueden existir modos de ciertas energías. Para el campo electromagnético en un pilar de sección cuadrada de lado L , éstas están dadas aproximadamente por [72]

$$\varepsilon_{cav} = \sqrt{\varepsilon_0^2 + \frac{\hbar^2 c^2}{n_{cav}^2} (p_x^2 + p_y^2)}, \quad (1.43)$$

donde $p_{\nu} = \frac{\pi}{L} (\eta_{\nu} + 1)$ son las componentes transversales ($\nu = x, y$) posibles del vector de onda, ε_0 la energía del modo óptico normal de la muestra plana y $\eta_{\nu} \in \mathbb{N}_0$. Esto se obtiene de considerar que los modos laterales son sinusoidales, con nodos en la superficie

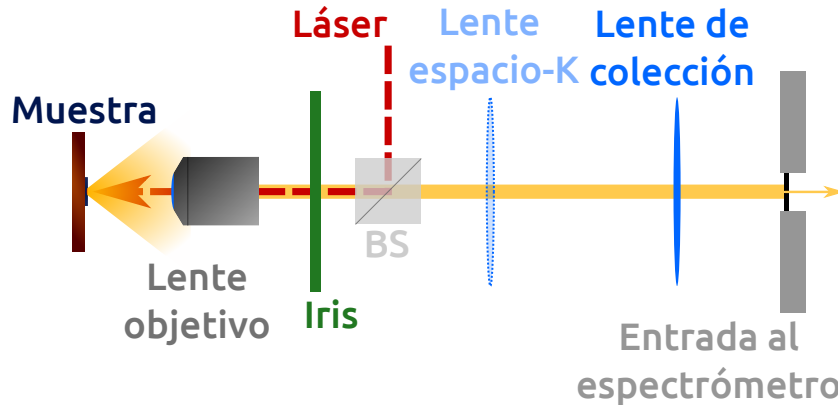


Figura 1.14: Configuración experimental utilizada para llevar a cabo mediciones de microscopía de fotoluminiscencia. El láser de excitación, representado con una línea roja de trazos, se enfoca en la muestra mediante una lente objetivo. La fotoluminiscencia emitida (amarillo) se recoge parcialmente por la misma lente objetivo y se proyecta una imagen en la rendija de entrada del espectrómetro por la lente de colección. Se puede usar una lente adicional para obtener una imagen de la distribución angular de la fotoluminiscencia (imagen del plano k).

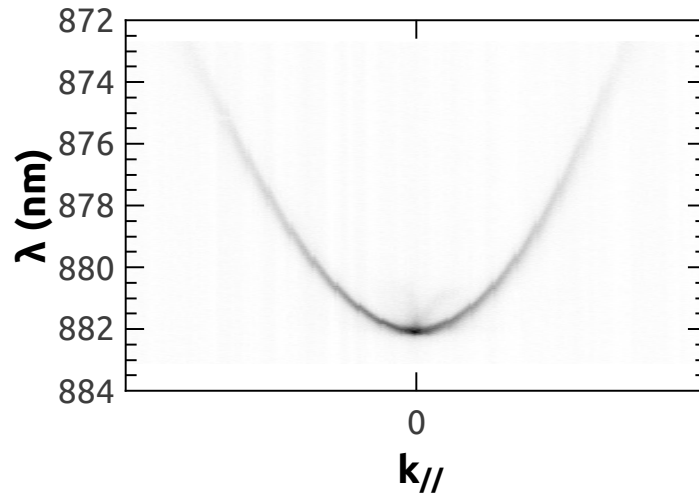


Figura 1.15: Medición de fotoluminiscencia de la muestra plana con mapeo del plano k. La imagen obtenida sigue la relación de dispersión (lateral) del modo óptico de cavidad.

exterior. Para el caso de un pilar de sección circular de radio R , en cambio, se propone como solución una función de Bessel (cilíndrica) y se llega a [73]

$$\varepsilon_{cav} = \sqrt{\varepsilon_0^2 + \frac{\hbar^2 c^2}{n_{cav}^2} p_{ml}^2}, \quad (1.44)$$

donde $p_{ml} = \frac{X_{ml}}{R}$, con X_{ml} la m -ésima raíz de la función de Bessel de orden l ($J_l(p_{ml}r)$). El hecho de que las componentes transversales del vector de onda no puedan ser nulas y dependan del tamaño lateral de los pilares, hace que al reducir el tamaño del resonador la energía del modo normal aumente, de forma equivalente al caso de un electrón en un pozo de potencial [61]. La relación de dispersión para un sistema confinado lateralmente

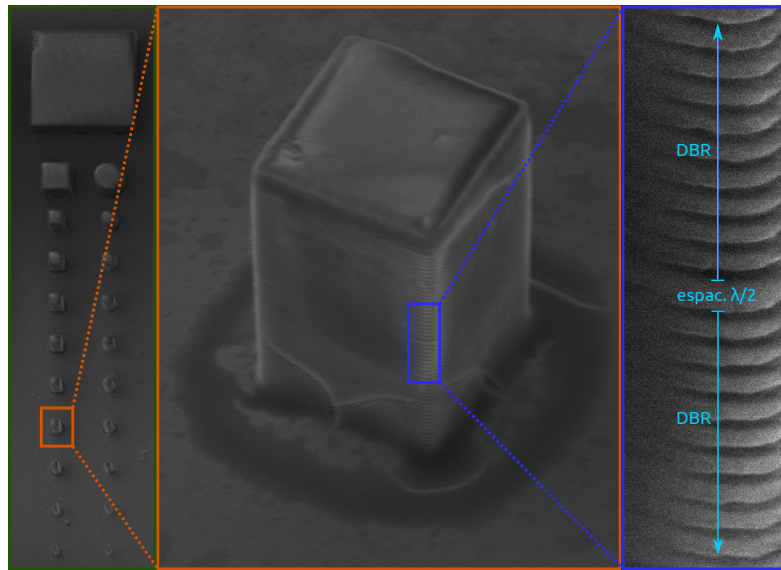


Figura 1.16: Imágenes SEM de uno de los arreglos de pilares obtenidos por ICP-RIE a partir de una muestra plana crecida por MBE (muestra crecida en el Laboratorio de Fotónica y Nanoestructuras en Marcoussis, Francia). La muestra consta de un gran número de conjuntos como este distribuidos a lo largo y ancho para poder aprovechar también el gradiente de espesores existente.

ya no será continua, sino que solo existirán ciertos modos permitidos. En el apéndice B se muestra en detalle cómo se puede calcular la relación de dispersión en este caso.

Esta aproximación es bastante acertada para el campo electromagnético, debido a que la condición de continuidad del campo transversal impone una condición que se asemeja bastante. Para que el modo óptico pueda existir dentro del pilar, pero a la vez cumpla las condiciones de contorno, el campo fuera de la estructura debe ser muy débil y por lo tanto el campo en las paredes del pilar deberá serlo también, dando lugar a modos con nodos en las paredes. Para el caso mecánico, en cambio, no es tan intuitivo, como veremos más adelante.

Para simular la distribución espacial de los modos en los pilares se recurrió al cálculo por el método de elementos finitos para los modos mecánicos, y al método de FDTD (del inglés, *Finite-Difference-Time-Domain*) para calcular la distribución del campo electromagnético. También se utilizó el método de elementos finitos para calcular la dependencia de la frecuencia de los modos con el confinamiento lateral. Para llevar a cabo los cálculos por elementos finitos, se utilizó un programa comercial de amplia difusión en el ámbito de la optomecánica (COMSOL), mientras que para los cálculos por FDTD se utilizó un conjunto de librerías de código abierto creadas por el MIT (MEEP). Las simulaciones realizadas permitieron una mejor comprensión de los fenómenos que ocurren en las estructuras estudiadas. Esto facilitó el diseño de esquemas experimentales adecuados y ayudó a la interpretación de los resultados obtenidos.

Modos ópticos de cavidad en pilares

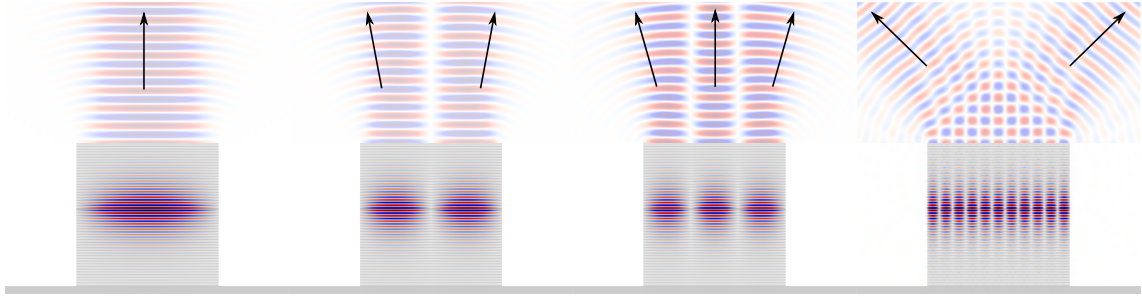


Figura 1.17: Simulación 2D de los modos ópticos de un pilar junto a la distribución de la emisión correspondiente. De izquierda a derecha: los primeros 3 órdenes de menor energía y un orden mayor. Las flechas indican los ángulos centrales aproximados de la emisión.

La simulación de la distribución espacial de los modos ópticos de cavidad se realizó en un sistema bidimensional (2D) por eficiencia de cálculo. Esto es posible gracias a que la simetría del problema lo permite (para el caso de los pilares de sección cuadrada)¹. La simulación consta de tres partes. En primer lugar, se simula la incidencia (o emisión desde dentro de la estructura) de un pulso de ancho espectral amplio, de forma tal de poder excitar los modos que uno busca. Luego se determina la frecuencia de esos modos mediante un algoritmo llamado de “diagonalización de filtro” (FDM, por sus siglas en inglés). Finalmente, se simula otra vez la incidencia (o emisión) de un pulso, pero con un ancho espectral estrecho y centrado en la frecuencia del modo que se desea excitar, y se guarda la distribución espacial luego de que el pulso de excitación se haya “apagado”. En la fig. 1.17 se presentan algunos resultados para una estructura de $7\ \mu\text{m}$ de ancho. En la misma se muestra tanto la distribución del campo dentro de la muestra, como la emisión correspondiente.

Para ejemplificar la distribución angular de los modos, en la fig. 1.18 se muestra un mapeo del plano k de fotoluminiscencia de un pilar de sección cuadrada (circular) de $8\ \mu\text{m}$ de lado (diámetro). La muestra se excitó con la línea de $647\ \text{nm}$ de un láser de Argón-Kriptón. Obsérvese cómo la relación de dispersión se discretiza respecto de la muestra plana (fig. 1.15), y lo hace de distinta forma para cada geometría, debido a las diferentes condiciones de contorno presentes. En particular se puede ver que para el pilar de sección circular existen más modos visibles. Esto es especialmente evidente en las estructuras de tamaños intermedios, ya que en los pilares de mayor tamaño ($>10\ \mu\text{m}$) la separación entre los modos es demasiado pequeña como para notar diferencias, y en los más pequeños ($<3\ \mu\text{m}$) el confinamiento es tal que sólo es posible ver los modos de menor energía con el arreglo experimental utilizado. Nótese la distribución angular de los modos presentes, algunos de los cuales, como en particular el tercer (cuarto) modo

¹La solución para el caso 3D puede separarse en las distribuciones correspondientes a los dos ejes laterales. Esto ya lo utilizamos al determinar las energías de los modos en la ec. (1.43).

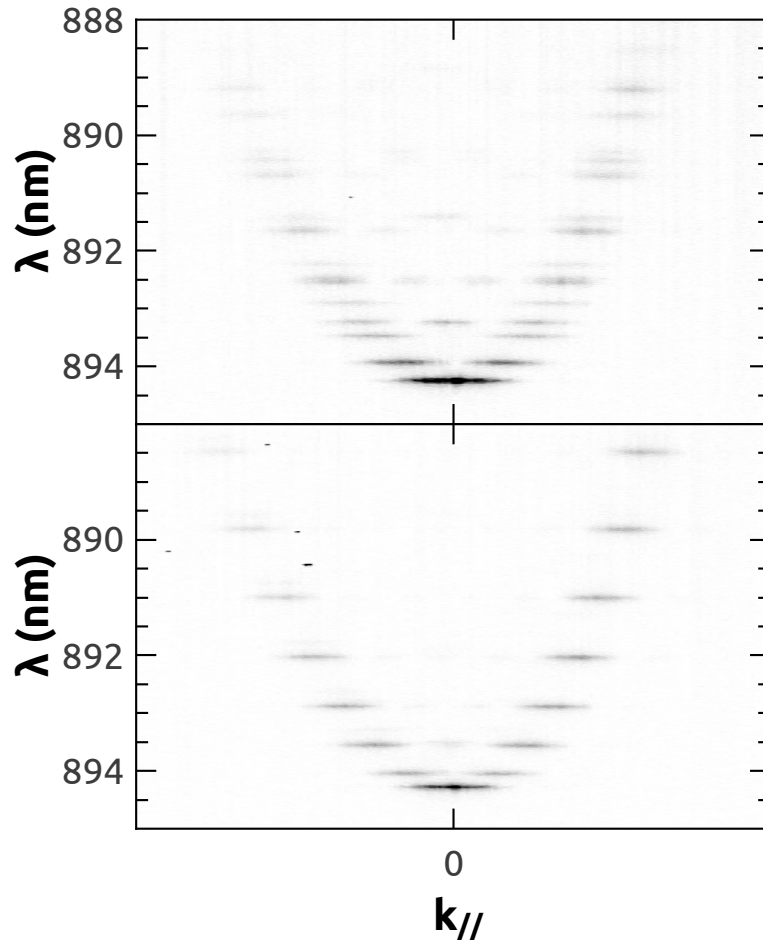


Figura 1.18: Mapeo del plano k de fotoluminiscencia de un pilar cuadrado (abajo) y circular (arriba), de $8\mu\text{m}$ de lado y diámetro respectivamente.

visible² del pilar de sección cuadrada (circular) tienen distribuciones más complejas, presentando componentes angulares en más de una dirección.

Para ejemplificar la distribución espacial de los modos dentro de un pilar, se llevaron a cabo una serie de mediciones de fotoluminiscencia sobre un pilar cuadrado de $6\mu\text{m}$, cambiando la posición vertical de la imagen enviada al espectrómetro³. Adquiriendo la imagen proyectada en la CCD para distintas posiciones, es posible reconstruir la distribución de la emisión en función de la longitud de onda. Cuando un modo óptico emite con una longitud de onda bien diferenciada respecto de los otros, como es el caso en la mayoría de los modos observados, es posible aislar su distribución espacial. Los resultados obtenidos se muestran en la fig. 1.19. Los recuadros azules representan la disposición aproximada del pilar. Debido a que el espectrómetro es sensible principalmente a las componentes con polarización vertical (eje Y), no se observan todos los

²Algunos modos existentes no emiten en el plano de colección, por lo que son invisibles en esta configuración. No hay que olvidar que la distribución angular de la emisión no tiene simetría de rotación necesariamente.

³Esto se logra moviendo verticalmente la lente que focaliza sobre la entrada del espectrómetro (lente izquierda del esquema inferior de la fig. 1.13).

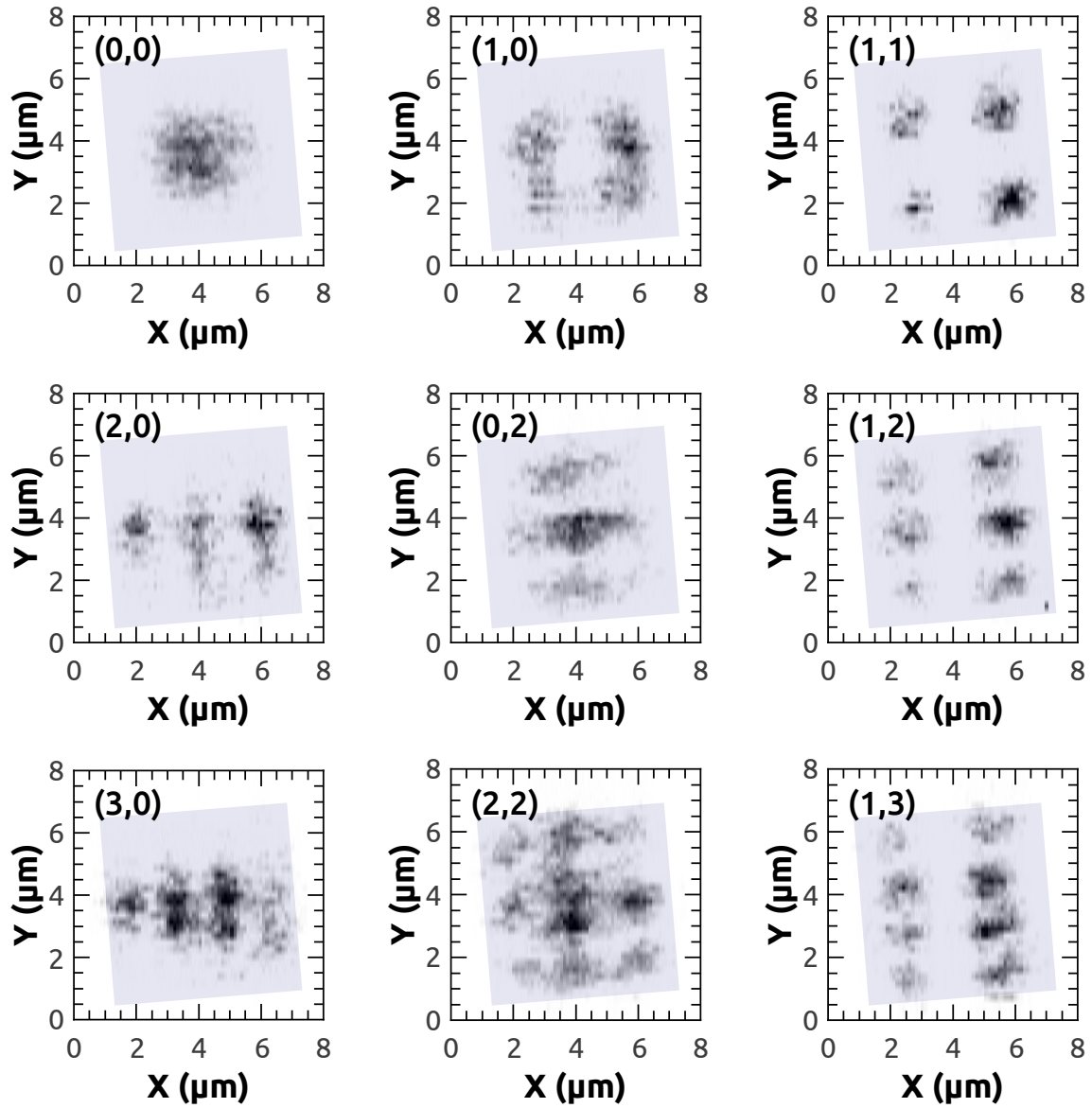


Figura 1.19: Distribución lateral de los primeros modos ópticos de un pilar cuadrado de $6\ \mu\text{m}$ de lado, medidos mediante microscopía de fotoluminiscencia. Los modos se encuentran enumerados según su orden, dado por (η_x, η_y) .

modos posibles, sino sólo aquellos que son permitidos y suficientemente intensos para esta polarización. De esta forma, se observa que sólo los modos cruzados $(2,0)$ y $(0,2)$ aparecen simultáneamente. El resto de los modos sólo aparecen en una configuración. Asimismo, se observa una ligera diferencia en energía entre los dos modos mencionados, lo que permitió su separación. Esto difiere de lo que predice nuestro modelo, que indica que los modos cruzados deberían ser degenerados. La razón más probable de esta diferencia es que la muestra presenta una ligera asimetría, siendo el pilar ligeramente rectangular en vez de cuadrado. Si bien esto no es observable a simple vista en una imagen, la energía de confinamiento es fuertemente dependiente del tamaño lateral, en especial para los órdenes mayores, como ya vimos en la ec. (1.43).

A diferencia del caso de la muestra plana, para los pilares se necesita una cierta

distribución angular y espacial para acoplarse al modo óptico de cavidad, y ya no basta con una simple onda plana de la frecuencia correcta. Si se quisiera excitar únicamente y con la mayor eficiencia posible un modo particular desde el exterior, la onda incidente debería tener la misma distribución que la onda emitida por ese modo. Esto, experimentalmente, es relativamente sencillo para el caso del modo normal, que posee la distribución lateral más simple, pero sumamente difícil para cualquier otro modo. De todas maneras el acoplamiento, a pesar de ser más ineficiente, es posible.

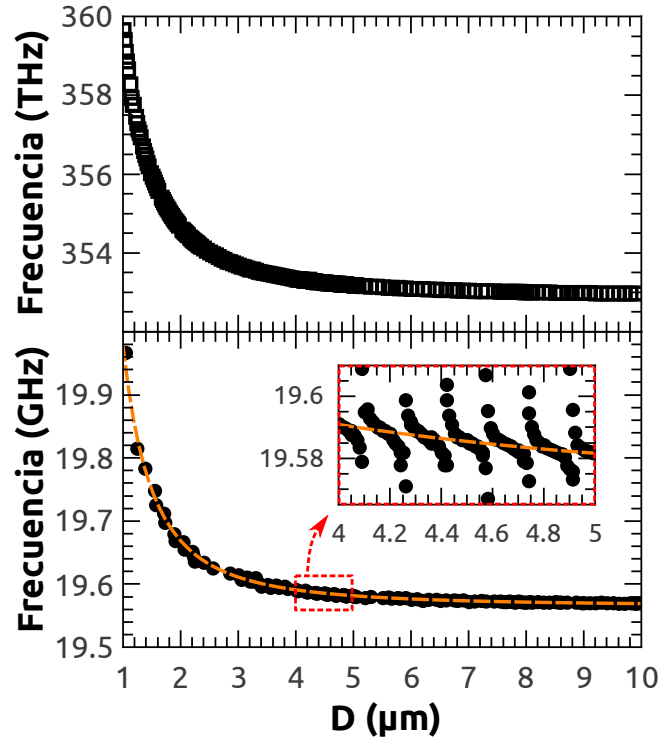


Figura 1.20: Panel superior: frecuencias del modo de cavidad óptica en función del diámetro del pilar (D). Panel inferior: frecuencias del modo de cavidad acústica en función del diámetro del pilar. En el recuadro destacamos los anticruces observados en los modos mecánicos. Cálculos realizados por Pablo Sesin [1]. La línea naranja de trazos es un ajuste numérico usando ec. (1.46), con $v_s = 5285 \frac{\text{m}}{\text{s}}$.

Modos acústicos en pilares

Se ha demostrado que la dinámica vibracional de los resonadores, a diferencia del caso óptico, tiene un cierto grado de complejidad debido a la mezcla de modos de vibración longitudinales (polarizados en la dirección \hat{z}) y radiales, que están acoplados por la relación de Poisson [75]. Esto conduce a fuertes variaciones del factor de calidad mecánico Q_m y del acoplamiento optomecánico g_0 , dependiendo del peso relativo de las componentes longitudinales (mayor Q_m) y radiales (menor Q_m) [75]. Se llevaron a cabo cálculos de elementos finitos para los modos de cavidad acústica y óptica fundamental, variando el tamaño del pilar. Las dependencias en función del tamaño se presentan en la fig. 1.20. Se utilizó una geometría cilíndrica en lugar de cuadrada en todos los

casos, por eficiencia computacional. La respuesta óptica (arriba) muestra una dependencia suave con el diámetro, mientras que la respuesta mecánica (abajo) presenta un complejo comportamiento con anticruces, resaltado en el recuadro de la fig. 1.20 [75]. Globalmente, sin embargo, se observa que la dependencia de las frecuencias mecánicas es bastante similar a la del modo óptico. Solo tras una inspección minuciosa se revelan estos anticruces. Además, la distribución espacial de un modo acústico predominantemente polarizado en la dirección \hat{z} , mostrado en fig. 1.21, se asemeja a lo esperado para el caso óptico [71].

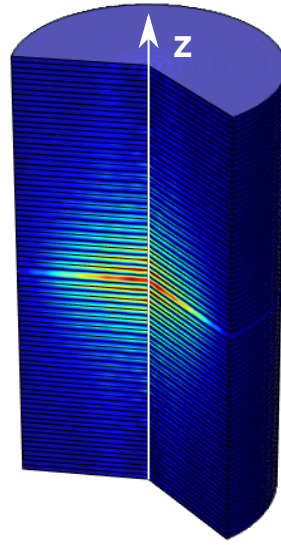


Figura 1.21: Simulación de elementos finitos que muestra la tensión volumétrica debida al primer modo acústico de cavidad (~ 19 GHz) para un micropilar de $3\mu\text{m}$ de diámetro.

En base a las consideraciones anteriores, los modos acústicos de cavidad en un micropilar se pueden describir de una manera aproximada considerando que el desplazamiento en las superficies laterales es nulo y despreciando los anticruces. Como resultado, dentro de este enfoque simplificado, obtenemos modos longitudinales completamente polarizados en la dirección \hat{z} , con una distribución lateral análoga al caso de una membrana vibratoria empotrada en los bordes (modos tipo tambor). Para hacerlo, comenzamos con el caso general de la dispersión angular de un modo de cavidad en una muestra plana:

$$\begin{aligned} q^2 &= q_0^2 + q_{\parallel}^2 \\ \omega^2 &= \omega_0^2 + v_s^2 q_{\parallel}^2, \end{aligned} \quad (1.45)$$

donde q_0 y q_{\parallel} son las componentes longitudinal y lateral del vector de onda mecánico q , respectivamente, v_s la velocidad del sonido (longitudinal) efectiva de la muestra, y ω_0 la frecuencia angular del modo de cavidad en ausencia de confinamiento lateral. Reemplazando q_{\parallel} por el valor asociado a los modos confinados en un pilar de sección

circular, las frecuencias angulares de los modos confinados se dan aproximadamente por [73]

$$\omega^2 = \omega_0^2 + \left(\frac{2v_s}{D} \right)^2 \cdot X_{ml}^2, \quad (1.46)$$

donde D es el diámetro del pilar y X_{ml} la raíz m -ésima de la función de Bessel (cilíndrica) de orden l . Para un pilar de sección cuadrada, por otro lado, pueden ser aproximadas como [72]

$$\omega^2 = \omega_0^2 + \left(\frac{\pi v_s}{L} \right)^2 [(\eta_x + 1)^2 + (\eta_y + 1)^2], \quad (1.47)$$

siendo L el tamaño lateral y $\eta_\nu \in \mathbb{N}_0$. Esencialmente, estamos considerando que q_{\parallel} puede tomar ciertos valores discretos, dados por una distribución lateral sinusoidal (tipo Bessel) para pilares de sección cuadrada (circular). Usando la ec. (1.46) para ajustar los resultados obtenidos mediante cálculo por elementos finitos, mostrados en la fig. 1.20 (abajo), obtenemos que $v_s = 5285 \frac{\text{m}}{\text{s}}$, que es un valor intermedio entre las velocidades del sonido del $\text{Ga}_{0,9}\text{Al}_{0,1}\text{As}$ ($4800 \frac{\text{m}}{\text{s}}$) y del $\text{Ga}_{0,05}\text{Al}_{0,95}\text{As}$ ($5593 \frac{\text{m}}{\text{s}}$), como cabría esperar en las estructuras estudiadas. El ajuste de los resultados numéricos describe muy bien la tendencia general de los modos mecánicos confinados y, por lo tanto, lo usaremos como un modelo fenomenológico básico más adelante en el trabajo.

Capítulo 2

Estudio de los modos normales de vibración mediante dispersión Raman

En este capítulo se abordará la dispersión Raman debida a los fonones confinados en cavidades como las introducidas en el capítulo 1. Las cavidades ópticas basadas en DBRs han sido utilizadas frecuentemente con anterioridad para amplificar señales Raman. Básicamente, el lugar ocupado por el espaciador de GaAs es reemplazado por alguna nanoestructura, como pueden ser pozos cuánticos, o pueden crearse puntos cuánticos en su interior. La novedad del presente trabajo es que se miden los modos acústicos propios de la cavidad optomecánica, en ausencia de cualquiera de estas estructuras. Estos conviven espacialmente con los modos electromagnéticos, siguiendo una distribución esencialmente idéntica, como ya se describió en el capítulo 1. Esta característica hace de estas estructuras candidatos interesantes para el estudio de fenómenos de retroacción optomecánica.

Primero se hará una introducción teórica a la dispersión Raman en sólidos cristalinos, para luego puntualizar al caso de las heteroestructuras estudiadas. Luego se mostrarán los resultados experimentales obtenidos para una muestra plana y para un pilar cuadrado de $60\text{ }\mu\text{m}$ de lado.

2.1. Introducción teórica

Todos los procesos de interacción entre ondas electromagnéticas (OEM) en el rango visible/infrarrojo y los materiales, se encuentran mediados por los electrones exteriores de los átomos que los conforman. Los núcleos presentes en la red poseen una inercia tan elevada, que su respuesta a una perturbación que varía tan rápidamente como lo hace una OEM es despreciable. Los electrones, por otro lado, pueden responder casi instantáneamente a un campo eléctrico de esas frecuencias [76], por lo que influyen fuertemente en las propiedades ópticas de los materiales. La influencia que tienen los

núcleos (y los electrones internos) sobre las propiedades ópticas de un material esta determinada, por un lado, por su posición relativa dentro de la red cristalina, ya que será alrededor de esas posiciones que los electrones exteriores oscilarán, funcionando como fuentes puntuales. Por otro lado, los orbitales externos están condicionados por la estructura interna de los átomos (dada por el núcleo y electrones internos de cada átomo en la red) y por su interacción con sus vecinos, por lo que la capacidad de un material de absorber o emitir fotones en determinadas frecuencias estará dado tanto por su composición, como por su estructura cristalina.

Si bien los mediadores son los mismos, existen varios fenómenos que han sido estudiados separadamente para su más fácil comprensión. Por ejemplo, la reflexión, transmisión y absorción de un material están dados por la capacidad de las funciones de onda electrónicas de oscilar respecto de su posición de reposo (reemitiendo en la misma frecuencia que la onda incidente), o cambiar de orbital (absorbiendo el fotón incidente en el proceso). Este tipo de interacciones suelen considerarse desde un punto de vista macroscópico mediante la permitividad eléctrica o el índice de refracción, como se ha hecho durante todo este trabajo. Otro de estos fenómenos es la dispersión Raman o Brillouin¹. A diferencia de los casos anteriores, donde la red cristalina se consideró estática, la dispersión Raman surge de la dispersión inelástica² de los fotones debido a una perturbación en la posición de la red cristalina. Si existe una vibración en la red, los núcleos se encontrarán oscilando alrededor de su posición de equilibrio con una frecuencia ω_f ; si al mismo tiempo los electrones son excitados por una OEM de frecuencia ω_i , oscilarán respecto de los núcleos a esa misma frecuencia, dando lugar a una onda reemitida. Sin embargo, la frecuencia de esta onda, que denominaremos ω_s , no necesariamente será la misma que la onda incidente.

Para entender mejor el proceso de dispersión Raman, analizaremos el problema desde un punto de vista macroscópico. Cuando una onda electromagnética \mathbf{E}_i incide sobre un material homogéneo, genera una polarización del mismo dada por

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \boldsymbol{\chi} \cdot \mathbf{E}_i(\mathbf{r}, t), \quad (2.1)$$

donde $\boldsymbol{\chi}$ es la susceptibilidad eléctrica lineal del material (en general un tensor simétrico de segundo orden) y ϵ_0 la permitividad eléctrica del vacío.

Consideremos ahora que dentro del material existe una perturbación periódica que genera un campo de desplazamientos $\mathbf{u}(\mathbf{r}, t)$. Esta vibración afectará la susceptibilidad

¹Si bien históricamente se han estudiado por separado (de ahí los nombres) mediante diferentes técnicas experimentales, ambos procesos son equivalente, diferenciándose únicamente en las energías involucradas.

²Por inelástica, se entiende que existe un cambio en la energía del fotón reemitido, es decir, un cambio de frecuencia.

eléctrica, dando lugar a una perturbación periódica de la misma

$$\chi = \chi_0(\mathbf{k}, \omega) + \delta\chi(\mathbf{r}, t), \quad (2.2)$$

donde χ_0 corresponde a la susceptibilidad en ausencia de vibraciones. Si la amplitud de las oscilaciones es pequeña, como suele ser el caso a temperaturas por debajo de la ambiente, es posible expandir en serie de Taylor la susceptibilidad eléctrica:

$$\chi = \chi_0(\mathbf{k}, \omega) + \left. \frac{\partial \chi}{\partial \mathbf{u}} \right|_0 \mathbf{u}(\mathbf{r}, t) + \dots \quad (2.3)$$

Si sólo consideramos hasta el primer orden y reemplazamos en la ec. (2.1) llegamos a

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \left(\chi_0(\mathbf{k}, \omega) + \left. \frac{\partial \chi}{\partial \mathbf{u}} \right|_0 \mathbf{u}(\mathbf{r}, t) \right) \cdot \mathbf{E}_i(\mathbf{r}, t) \quad (2.4)$$

donde se evidencia que existen dos componentes bien definidas de la polarización. Una está dada por el material en reposo:

$$\mathbf{P}_0(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \chi_0(\mathbf{k}, \omega) \cdot \mathbf{E}_i(\mathbf{r}, t), \quad (2.5)$$

y tiene la misma frecuencia que la radiación incidente, por lo que da lugar a una dispersión elástica, llamada dispersión de Rayleigh. La otra componente tiene la forma

$$\mathbf{P}'(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \left. \frac{\partial \chi}{\partial \mathbf{u}} \right|_0 \mathbf{u}(\mathbf{r}, t) \cdot \mathbf{E}_i(\mathbf{r}, t) \quad (2.6)$$

y es la que nos interesa realmente. Se define el tensor Raman como

$$\mathcal{R} = \epsilon_0 \left. \frac{\partial \chi}{\partial \mathbf{u}} \right|_0 \hat{\mathbf{u}}_0, \quad (2.7)$$

donde $\hat{\mathbf{u}}_0$ es un versor en la dirección de \mathbf{u} . En la ec. (2.7) se observa que el tensor Raman \mathcal{R} dependerá, por un lado, de la polarización de la vibración estudiada $\hat{\mathbf{u}}_0$ y, por el otro, de la forma en que dicha vibración afecta la susceptibilidad del material. Este último término depende fuertemente de la estructura cristalina y de la composición del material. Para el caso particular de los modos acústicos, la principal forma de interacción presente es el potencial de deformación, dado por el cambio que una deformación mecánica genera sobre el potencial que afecta a los electrones (o viceversa, la deformación que se genera al cambiar la población de portadores en las bandas) [64]. Como resultado, el tensor Raman asociado a un modo acústico longitudinal en un semiconductor con estructura cristalina de tipo zinc-blenda (como lo son el GaAs,

AlAs y sus aleaciones) propagándose en la dirección cristalográfica [001] tiene la forma

$$\mathcal{R}_{001}^{[001]} = \begin{pmatrix} p_{12} & 0 & 0 \\ 0 & p_{12} & 0 \\ 0 & 0 & p_{11} \end{pmatrix}, \quad (2.8)$$

donde p_{ij} son componentes del tensor fotoelástico del material (en notación de Voigt) [57]. La razón por la cual nos hemos concentrado sólo en el tensor Raman correspondiente a la dirección cristalográfica [001] es que nuestras muestras fueron crecidas en esta dirección particular, como ya se describió en el capítulo 1.

Consideremos el caso más simple posible, dado por la incidencia de una onda plana de frecuencia angular ω_i y vector de onda \mathbf{k}_i

$$\mathbf{E}_i(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 \cos(\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r} - \omega_i t) \quad (2.9)$$

que interactúa con una onda plana mecánica que genera un campo de desplazamientos dado por

$$\mathbf{u}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{u}_0 \cos(\mathbf{q} \cdot \mathbf{r} - \omega_f t), \quad (2.10)$$

donde \mathbf{u}_0 es la amplitud del desplazamiento generado y \mathbf{q} su vector de onda. Reemplazando las ec. (2.7), ec. (2.9) y ec. (2.10) en la ec. (2.6) y simplificando llegamos a [64]

$$\mathbf{P}'(\mathbf{r}, t) = (\mathcal{R} \cdot \hat{\mathbf{e}}_i) \cdot \frac{E_0 u_0}{2} [\cos(\mathbf{k}_S \cdot \mathbf{r} - \omega_S t) + \cos(\mathbf{k}_{AS} \cdot \mathbf{r} - \omega_{AS} t)], \quad (2.11)$$

donde $\hat{\mathbf{e}}_i$ es un versor en la dirección de \mathbf{E}_i y

$$\begin{cases} \mathbf{k}_S &= \mathbf{k}_i - \mathbf{q} \\ \omega_S &= \omega_i - \omega_f \\ \mathbf{k}_{AS} &= \mathbf{k}_i + \mathbf{q} \\ \omega_{AS} &= \omega_i + \omega_f \end{cases}.$$

En la ec. (2.11) vemos que la polarización resultante, que será la fuente de la radiación dispersada, tiene dos términos de frecuencia y vector de onda diferentes. El primer término se denomina dispersión “Stokes” y el segundo “anti-Stokes” (de ahí los subíndices S y AS, respectivamente). Además de estos dos términos, la polarización depende del producto escalar entre el tensor Raman y la polarización del campo eléctrico. Esto da lugar a reglas de selección que determinan qué vibraciones es posible medir dada una polarización incidente y qué polarización presentará la dispersión resultante. Asimismo, tanto la componente Stokes como la anti-Stokes presentan, en este caso particular,

conservación de energía y vector de onda, lo cual agrega otras dos nuevas reglas de selección. La intensidad de la dispersión Raman en una polarización $\hat{\mathbf{e}}_s$ estará dada entonces por [64]

$$I_s \propto |\hat{\mathbf{e}}_s \cdot \mathbf{P}'|^2 \propto |\hat{\mathbf{e}}_s \cdot \mathcal{R} \cdot \hat{\mathbf{e}}_i|^2 |E_0|^2 |u_0|^2. \quad (2.12)$$

En la ec. (2.12) se evidencia que la intensidad de la dispersión Raman es proporcional tanto a la intensidad del campo eléctrico de la OEM incidente, como a la intensidad de las vibraciones presentes. Por lo tanto, ya sea incrementando el campo electromagnético, o las vibraciones presentes, la señal lograda se verá amplificada. Como veremos a continuación, las estructuras estudiadas en el presente trabajo poseen la capacidad de amplificar la interacción incluso en mayor medida de lo esperado a partir del análisis anterior.

Antes de seguir con los resultados experimentales, sin embargo, es necesario definir un término utilizado comúnmente en el ámbito de la espectroscopía Raman: el “corrimiento Raman”. El mismo es utilizado para describir los cambios energéticos sufridos por los fotones dispersados, y generalmente se mide en cm^{-1} . Esencialmente, el corrimiento Raman (Δ) en esta unidad esta dado por la siguiente formula:

$$\Delta = \frac{1}{\lambda_l} - \frac{1}{\lambda}, \quad (2.13)$$

donde λ_l corresponde a la longitud de onda del láser utilizado en la medición, y λ a la longitud de onda de la luz dispersada. Ambos valores se deben incluir en la ec. (2.13) en centímetros, lo que explica de dónde surge el cm^{-1} . Debido a cómo se define, un corrimiento Raman positivo corresponde a dispersión de tipo Stokes, mientras que uno negativo corresponde a dispersión de tipo anti-Stokes.

2.2. Dispersión Raman en cavidades basadas en DBRs

La sección eficaz Raman de una heteroestructura arbitraria puede ser calculada numéricamente mediante la resolución de la ecuación de onda inhomogénea en cada capa, teniendo en cuenta las perturbaciones generadas por los modos mecánicos del sistema sobre la susceptibilidad de los materiales [77]. Debido a que en un experimento real una cavidad plana tiene una superficie mucho mayor y un espesor mucho menor al área iluminada mediante el láser³, el sistema puede considerarse unidimensional. Tomaremos como eje $\hat{\mathbf{z}}$ la dirección de crecimiento:

$$\frac{\partial^2 E_s(z, t)}{\partial z^2} - \frac{n(z)^2}{c^2} \frac{\partial^2 E_s(z, t)}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 P'(z, t)}{\partial t^2}, \quad (2.14)$$

³A menos que se trabaje con un arreglo de microscopía de gran aumento.

donde n es el índice de refracción, c la velocidad de la luz en el vacío y E_s corresponde al campo eléctrico dispersado debido a una fuente dada por la polarización P' . Debido a que estamos considerando el caso de un sistema aproximadamente unidimensional, podemos simplificar la ec. (2.6)

$$P'(z, t) = p(z) u(z, t) E_i(z, t), \quad (2.15)$$

donde $p(z)$ es la constante fotoelástica en la posición z . Resolviendo el sistema de ecuaciones determinado por las ec. (2.14) y ec. (2.15) es posible estimar cualitativamente la sección eficaz Raman de una estructura. Este problema puede ser resuelto mediante un método de matrices de transferencia propuesto por He *et al.* [77] e implementado anteriormente por Bruchhausen [78].

Más adelante utilizaremos las expresiones anteriores para simular los espectros medidos experimentalmente; por ahora nos limitaremos a entender las implicancias que tiene el hecho de trabajar con cavidades ópticas y acústicas en la intensidad Raman esperable. Por un lado, vemos en la ec. (2.15) que la amplitud de la fuente de la dispersión Raman es proporcional al campo incidente y a la amplitud de los modos acústicos presentes. Por otro lado, el campo dispersado también está influenciado por la estructura, por lo que la densidad de estados ópticos disponibles tendrá una fuerte influencia sobre los espectros medidos. Cuando la radiación incidente se encuentra sintonizada con el modo óptico de cavidad, la intensidad del campo electromagnético dentro de la estructura sufre una amplificación del orden del factor de calidad Q_{op} . Por otro lado, si la radiación dispersada se encuentra sintonizada con el modo de cavidad la intensidad del mismo, como indica el teorema de reciprocidad [79], también sufrirá la misma amplificación. Si se cumplen ambas condiciones, la intensidad de la radiación dispersada será proporcional a $Q_{op}^2 |E_0|^2$, siendo E_0 la amplitud del campo incidente. A esta condición se la conoce como doble resonancia óptica (DRO) [80, 81]. Si el modo mecánico con el cual se interactúa corresponde a un modo acústico de cavidad, la intensidad del mismo se encontrará amplificada por un factor Q_m . Por lo tanto, para este caso particular, y si se cumple además con la condición de DRO, la amplificación final en el espectro medido será del orden de $Q_{op}^2 Q_m$.

Para lograr experimentalmente la condición de DRO en la cavidad plana, hay que tener en cuenta el corrimiento Raman que sufren los fotones al ser dispersados inelásticamente. La importancia de esto radica en que, si se sintoniza el láser (λ_l) con el modo de cavidad, la DRO sólo se aprovechará si la colección se da en un ángulo tal que el modo óptico de cavidad se encuentre sintonizado con la longitud de onda de la radiación dispersada, que, dependiendo de si el proceso fue tipo Stokes o anti-Stokes, será mayor o menor a la del láser, respectivamente. En un experimento típico, el ángulo de colección se encuentra fijo en la dirección normal a la muestra, mientras que la in-

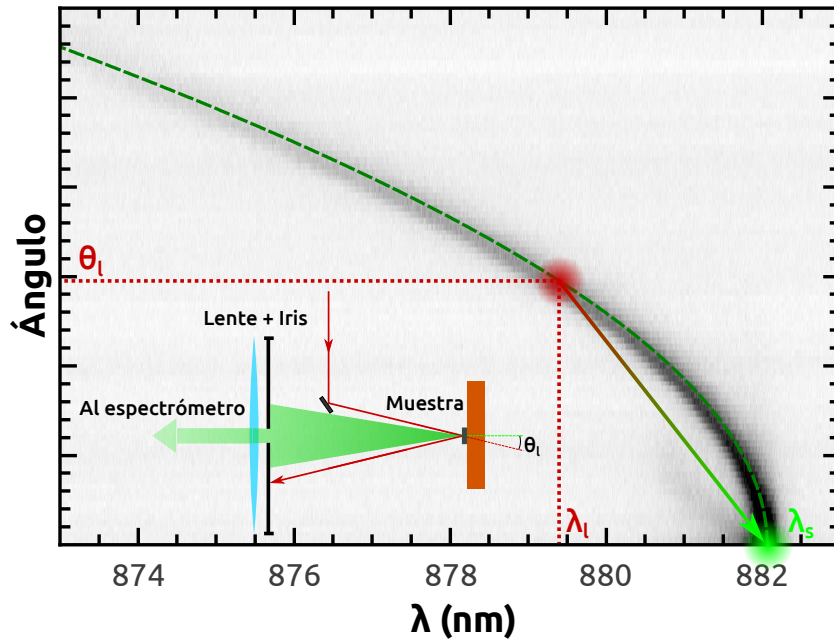


Figura 2.1: Esquema del experimento típico de espectroscopía Raman en una cavidad óptica. El láser incide sobre la muestra con un ángulo θ_i y una longitud de onda λ_i , y es parcialmente dispersado (inelásticamente) en un ángulo normal a la muestra, con una longitud de onda λ_s . La flecha indica el corrimiento Raman sufrido. La línea de trazos verde es una guía visual para resaltar la relación de dispersión del modo óptico de cavidad.

cidencia se hace a un cierto ángulo θ_i . Por lo tanto, se modifica el ángulo de incidencia hasta lograr que la DRO se de específicamente para colección normal [80]. En la fig. 2.1 se muestra un esquema donde se representa este tipo de experimento.

Algo que aún no hemos abordado, pero que es de gran importancia desde el punto de vista experimental, es que incluso con las ampliaciones debidas a trabajar con cavidades, la dispersión Raman sigue siendo ineficiente. Por esta razón, existe una diferencia de varios órdenes de magnitud con la intensidad del haz láser reflejado. Incluso la luz láser que pueda ser dispersada elásticamente por algún defecto superficial puede representar un problema experimental serio. Lo que esto significa, es que se debe tener mucho cuidado al trabajar con corrimientos Raman pequeños para que el espectro obtenido no este dominado por aportes espurios debidos al láser. El iris colocado frente a la muestra y antes de la lente de colección (ver fig. 2.1) tiene como objetivo principal justamente minimizar la luz del láser que llegue al espectrómetro. Su presencia limita además la emisión colectada al ángulo sólido deseado.

En la fig. 2.2 se presentan una serie de espectros medidos con una ángulo de incidencia de $\sim 47^\circ$, y con el espectrómetro en modo sustractivo. Cada espectro corresponde a una posición diferente sobre la muestra plana que, como ya indicamos en el capítulo 1, presenta una posición espectral diferente del modo óptico de cavidad. Éste es visible para todos los espectros como un pico, gracias a la presencia de fotoluminiscencia. Sin embargo, cuando el mismo pasa sobre los corrimientos correspondientes a la dispersión

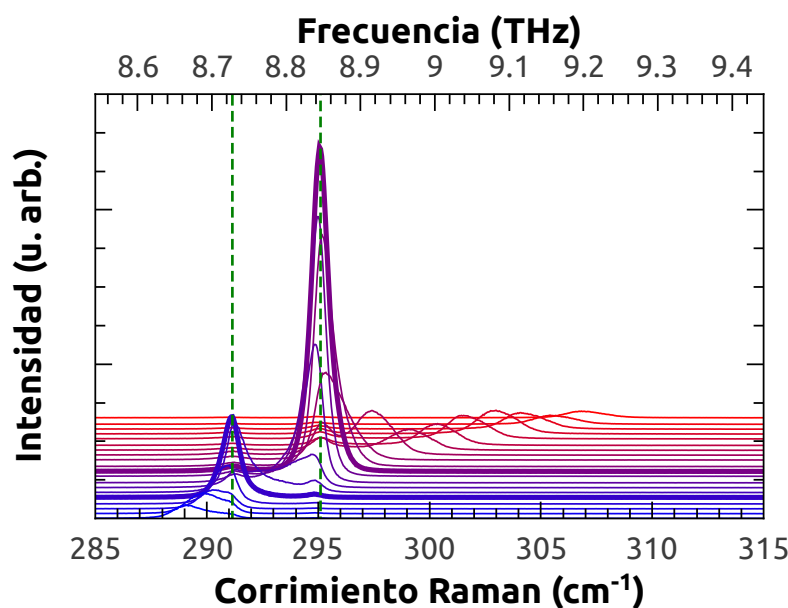


Figura 2.2: Espectros de dispersión Raman de fonones ópticos obtenidos cambiando la posición de incidencia sobre la muestra para ajustar la posición espectral del modo óptico de cavidad. El ángulo de incidencia del láser es de $\sim 47^\circ$, dando la condición de DRO a colección normal para un corrimiento Raman de $\sim 295 \text{ cm}^{-1}$. Las líneas de trazos marcan la posición de los fonones ópticos medidos.

Raman por los fonones ópticos de la muestra ($\sim 291 \text{ cm}^{-1}$ y $\sim 295 \text{ cm}^{-1}$), se observa un aumento en la señal medida. Esto se debe justamente a que la dispersión Raman es amplificada y se suma a la fotoluminiscencia emitida. Asimismo, cuando el modo se ubica justo en el corrimiento Raman correspondiente a la DRO para el ángulo de incidencia utilizado, la señal se amplifica aún más. Esto puede apreciarse observando la dependencia de la intensidad de la fotoluminiscencia con la posición de la muestra. En estas mediciones, la DRO se sintonizó cerca del modo de $\sim 295 \text{ cm}^{-1}$, por lo que se encuentra más amplificado que el de $\sim 291 \text{ cm}^{-1}$. Para fonones de alta energía como los medidos en la fig. 2.2, los problemas antes mencionados con la luz espuria proveniente del láser son inexistentes; las tres etapas del espectrómetro Jobin-Yvon T64000 son suficientes para restringir la llegada de la misma al detector. Al medir fonones acústicos de baja energía, sin embargo, la situación es completamente distinta. En la fig. 2.3 se presenta una serie de espectros medidos con un ángulo de incidencia de $\sim 4^\circ$, cambiando la posición de incidencia sobre la muestra para cada espectro. La DRO en este caso, fue establecida para un corrimiento Raman de $\sim 2.3 \text{ cm}^{-1}$. Las mediciones en este caso fueron realizadas con el espectrómetro en modo aditivo, ya que se necesita una gran resolución espectral para ser capaces de observar los modos acústicos presentes. Sin embargo, incluso con la gran resolución de un espectrómetro triple en modo aditivo ($\sim 0.2 \text{ cm}^{-1} \approx 6 \text{ GHz}$), sólo es posible distinguir con dificultad lo que parecen ser dos modos acústicos, en $\sim 1.3 \text{ cm}^{-1}$ y $\sim 2 \text{ cm}^{-1}$, correspondientes a fonones de $\sim 40 \text{ GHz}$

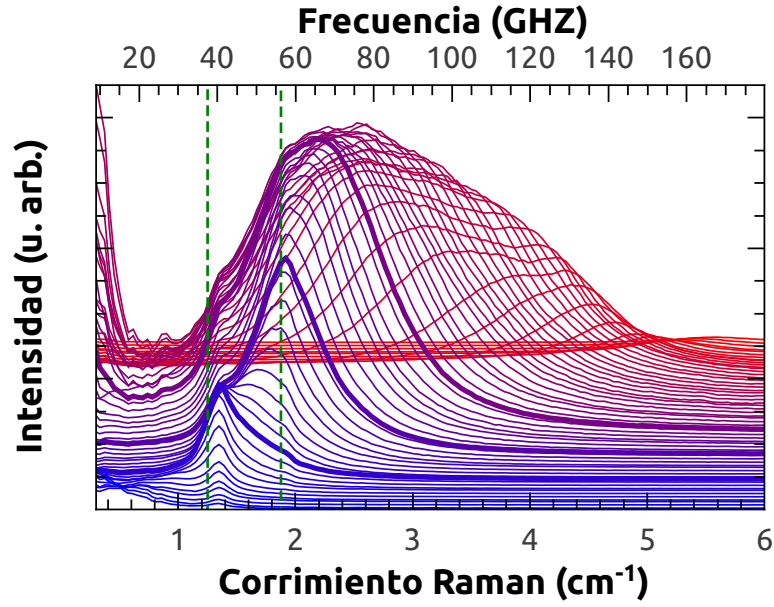


Figura 2.3: Espectros de dispersión Raman de fonones acústicos obtenidos cambiando la posición de incidencia sobre la muestra para ajustar la posición espectral del modo óptico de cavidad. El ángulo de incidencia del láser es de $\sim 4^\circ$, dando la condición de DRO a colección normal para un corrimiento Raman de $\sim 2.3 \text{ cm}^{-1}$ ($\sim 65 \text{ GHz}$). Las líneas de trazos marcan la posición de los fonones acústicos medidos.

y $\sim 57 \text{ GHz}$, respectivamente. Para mejorar la resolución aún más, se desarrolló con anterioridad un resonador de Fabry-Pérot con control de presión, que utilizado en serie con el espectrómetro posibilita la obtención de espectros con resoluciones de hasta $\sim 0.01 \text{ cm}^{-1}$ ($\sim 0.3 \text{ GHz}$) [82]. En la fig. 2.4 se muestra un esquema del mismo. La idea detrás del funcionamiento de este dispositivo es la siguiente: si se utilizan los modos de un resonador de Fabry-Pérot (FP), cuya separación (FSR, por sus siglas en inglés: *free spectral range*) es mucho mayor al ancho espectral de los mismos, es posible, mediante un análisis posterior, asignar una longitud de onda (dada por el centro de cada modo) a la luz que medimos alrededor de cada modo. Si además somos capaces de mover dichos modos, podremos reconstruir, punto a punto, el espectro que queremos medir. Para lograr esto, se cuenta con el sistema de control de presión antes mencionado. Variando la presión de N_2 , es posible lograr un cambio en el índice de refracción del medio entre los espejos que conforman el FP, lo que afecta la posición espectral de los modos de transmisión del mismo. La máxima resolución asequible estará determinada, entonces, por el ancho espectral y el FSR de los mismos. La resolución experimental, sin embargo, estará principalmente limitada por la relación entre el tiempo de integración de cada punto, y la velocidad a la que cambiamos la presión. Esto se debe a que durante el tiempo de integración los modos del FP se estarán moviendo, lo que equivale a que su ancho fuera mayor y, por lo tanto, la resolución será menor. Para mayores detalles sobre el funcionamiento y desempeño del FP nos remitimos al trabajo de Rozas *et al.*

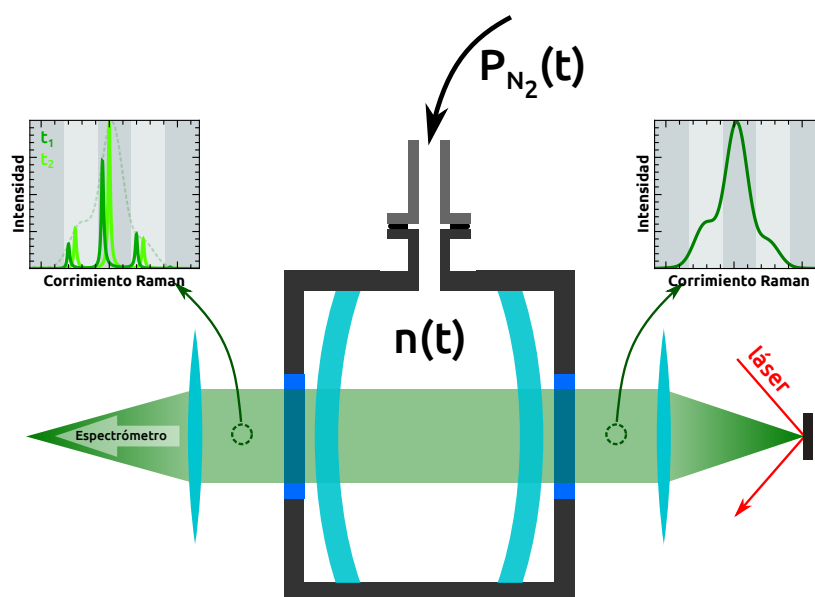


Figura 2.4: Esquema del resonador de Fabry-Pérot utilizado para mejorar la resolución de los espectros Raman medidos. Los pixeles de la CCD están representados mediante las franjas grises verticales. La presión de N_2 puede variarse entre ~ 0 atm y ~ 1 atm, cambiando de esta forma el índice de refracción dentro del resonador y, por lo tanto, la posición espectral de los modos de transmisión. El recuadro a la derecha representa el espectro de emisión de la muestra, mientras que el de la izquierda representa la composición espectral transmitida, para dos tiempos distintos (distinguidos por color). Mediante un postprocesamiento de la señal medida, es posible obtener resoluciones subpixel.

[82].

En la fig. 2.5 presentamos dos mediciones experimentales (curvas negras continuas en los dos paneles superiores) de la muestra plana. Las mismas fueron llevadas a cabo en serie, por lo que las condiciones experimentales fueron idénticas. La diferencia radica en que para la curva del panel superior se utilizó el espectrómetro en configuración aditiva, sin el FP, mientras que para el panel del medio se utilizó el FP en serie. La diferencia en la información accesible es evidente a simple vista. Debido a la falta de resolución, en el panel superior sólo se pueden distinguir dos “jorobas”, que difícilmente podrían ser atribuidas a los modos acústicos del sistema, mientras que al utilizar el FP en serie se pueden observar todos los detalles del espectro real. Se realizaron además simulaciones numéricas (líneas de puntos rojas) para calcular la sección eficaz Raman aplicando lo explicado con anterioridad, y, para tener en cuenta la resolución experimental, el resultado obtenido se convolucionó con: una gaussiana con un $\text{FWHM} = 0,7 \text{ cm}^{-1}$ (panel superior) y una lorentziana con un $\text{FWHM} = 0,01 \text{ cm}^{-1}$ (panel medio)⁴. La

⁴La razón por la cual el espectro de ultra alta resolución simulado es convolucionado con una lorentziana es que los modos de transmisión de un FP son esencialmente lorentzianas. El espectro simulado para el caso de la medición sin FP, en cambio, se convolucionó mediante una gaussiana

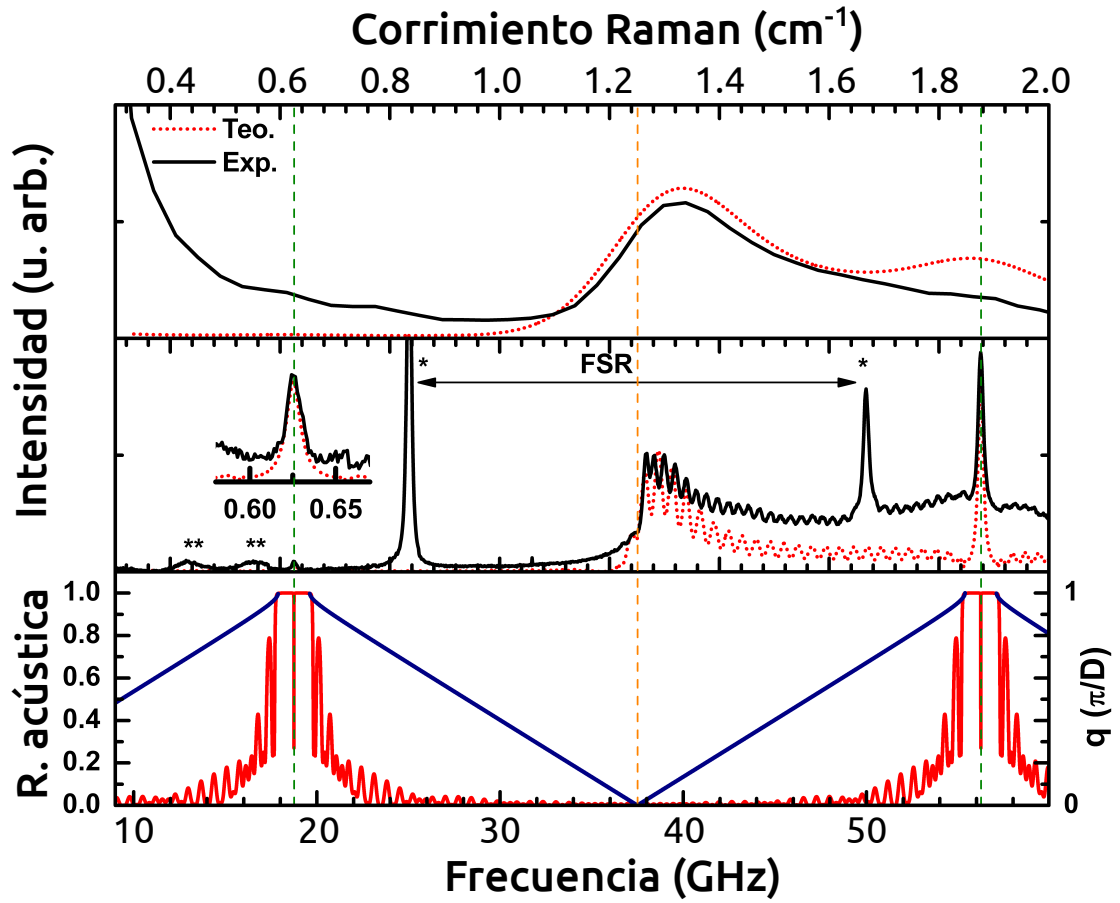


Figura 2.5: Espectro Raman medido en modo aditivo sin (panel superior) y con (panel medio) el FP en serie. Las curvas punteadas rojas corresponden a los espectros simulados y convolucionados por la resolución espectral experimental. El panel inferior muestra la relación de dispersión de los fonones y la reflectividad acústica teórica. Los asteriscos indican los picos espurios debidos al láser.

intensidad relativa entre los modos acústicos se ajustó cambiando los valores relativos entre las constantes fotoelásticas del espaciador y de los DBRs. El acuerdo obtenido es muy bueno, lo que consolida la validez del modelo. En el panel inferior se muestra la relación de dispersión teórica de los modos acústicos, junto con la reflectividad acústica calculada⁵. Las líneas de trazos verdes marcan la posición de los modos acústicos de cavidad y la línea de trazos naranja la posición del primer replegamiento de la relación de dispersión en el centro de zona ($q = 0$). En la medición de ultra alta resolución (panel medio) se observan dos picos claramente correspondientes a los dos primeros

porque el error que da lugar a la resolución en este caso es estadístico. Cada pixel de la CCD se ve excitado por fotones con una distribución alrededor del valor real, por lo que se describe mejor mediante una distribución normal, es decir, una gaussiana.

⁵Para calcular una relación de dispersión, es necesario considerar una estructura infinita y periódica. Al estar trabajando con una estructura de tamaño finito, las bandas de frecuencias donde originalmente no existían modos posibles dejan de ser estrictamente válidas, pero aún se puede observar este efecto en la reflectividad, donde dichas zonas poseen una reflectividad de ~ 1 . Además, la presencia del espaciador genera la aparición de modos confinados dentro de las bandas prohibidas: los modos acústicos de cavidad.

modos acústicos de cavidad (~ 19 GHz y ~ 57 GHz) y una fuerte componente de modos de centro de zona (~ 40 GHz). Los picos marcados con asteriscos corresponden a luz espuria proveniente del láser⁶. El modo de ~ 19 GHz aparece mucho más débil que el de ~ 57 GHz debido a que la DRO en esta medición se fijó justamente sobre este último ($\theta_i \approx 3,4^\circ$). Respecto del espectro alrededor de ~ 40 GHz, se observa una clara diferencia a ambos lados de la línea de trazos naranja, que marca el replegamiento en centro de zona. La razón de esto, es que allí existe un cambio en la simetría global de los modos. Del lado de mayores frecuencias el desplazamiento asociado a los modos mantiene el signo en las capas activas a lo largo de la estructura, mientras que en el lado de menores frecuencias existen cambios de signo cada una cierta cantidad de capas, lo que hace que la señal se anule en gran medida [83]. Por otro lado, las oscilaciones rápidas en intensidad observadas corresponden a cambios de simetría respecto del espaciador de GaAs, estando cada mínimo dado por un modo con simetría impar respecto del mismo. La emisión de fondo observada experimentalmente alrededor del modo de ~ 57 GHz se debe a la fotoluminiscencia del GaAs, por lo que no aparece en los cálculos teóricos, que sólo consideran la sección eficaz Raman.

Para llevar a cabo una medición de espectroscopía Raman con colección normal y con la DRO más cercana al modo de ~ 19 GHz, el ángulo de incidencia necesario es muy pequeño y, por lo tanto, la reflexión especular del láser es capaz de llegar al detector con mayor facilidad. Por lo tanto, los espectros así obtenidos están dominados por la luz espuria proveniente del láser. Para superar este obstáculo, se implementó un arreglo experimental alternativo. El mismo se esquematiza en la fig. 2.6, y consiste en incidir con el láser en un plano perpendicular al plano de colección (incidencia en el plano YZ, colección en el plano XY, en la fig. 2.6), para minimizar la influencia del haz reflejado sobre el espectro, mediante el uso de una máscara. Para mantener la alineación, se aprovecha la lente de incidencia tanto para focalizar sobre la muestra en la posición deseada, como para fijar el ángulo de incidencia. Para esto se debe atravesar la lente con el haz en una posición descentrada respecto de la misma. Mientras más alejado del centro pase el haz, más grande será el ángulo de incidencia, pero la posición donde enfocará será la misma (por simple óptica geométrica). Al minimizar la luz espuria, el iris de colección deja de ser tan importante, y pueden colectarse más componentes angulares de la dispersión simultáneamente (siempre dentro del plano XY). Inclusive es posible realizar mediciones de dispersión Stokes (corrimientos Raman positivos) y anti-

⁶Los mismos aparecen a intervalos fijos dados por la separación espectral (FSR) entre los modos de transmisión del FP, debido a que cada vez que un modo del mismo pasa por encima del láser, la intensidad de luz espuria aumenta considerablemente al punto de que parte de esa luz es integrada dentro de los modos que se encuentran alejados del láser. Los detalles marcados con dos asteriscos corresponden también a luz espuria del láser, pero que atraviesa el FP por el modo más cercano al láser con algún ángulo. Debido a que la cantidad de luz que llega al detector de esta forma es considerablemente menor a cuando el láser es capaz de pasar directamente, los modos sucesivos no son contaminados y, por lo tanto, no se observan repeticiones como en el otro caso.

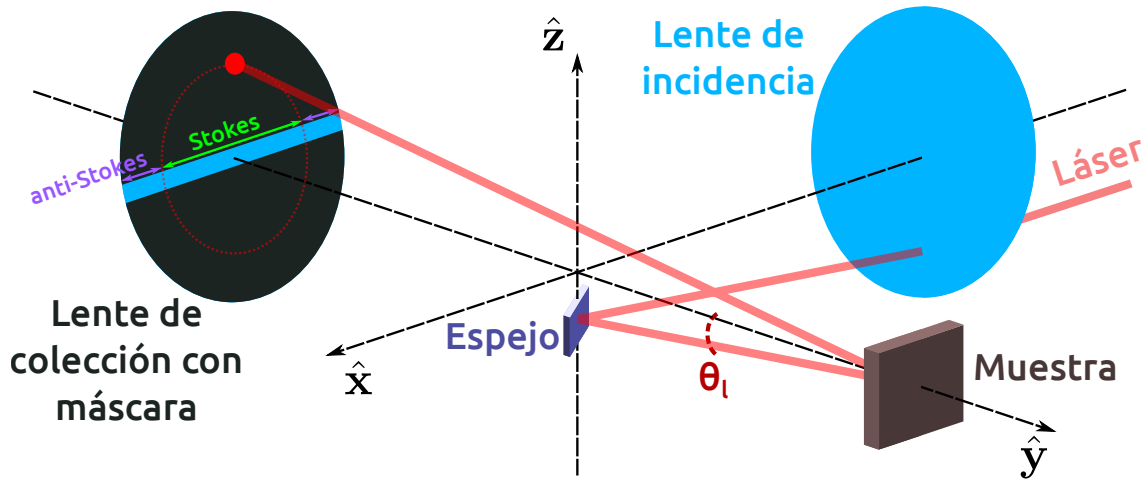


Figura 2.6: Esquema del arreglo experimental utilizado para la realización de espectroscopía Raman en doble resonancia óptica (DRO) con minimización de luz espuria. El haz láser, inicialmente paralelo al eje \hat{x} y contenido en el plano XZ, es desviado a la vez que es enfocado, mediante la lente de incidencia. Mediante un espejo, se desvía el haz para que quede contenido en el plano YZ. El haz reflejado es bloqueado mediante una máscara para evitar su colección. La línea punteada roja que sigue el radio de incidencia del láser sobre la máscara es una guía para mostrar la posición espacial de la luz colectada correspondiente a un corrimiento Raman nulo. Debido a que la emisión del modo óptico aumenta su energía para ángulos mayores, los ángulos de colección por debajo del ángulo de incidencia del láser (doble flecha verde) corresponden a dispersión Stokes, mientras que los ángulos por encima (dobles flechas púrpuras) corresponden a dispersión anti-Stokes.

Stokes (corrimientos Raman negativos) con la misma configuración. En la fig. 2.7 se presenta una medición en la cual se aplicó este arreglo experimental en la muestra plana. Las curvas de distinto color corresponden a los espectros barridos por los distintos modos de transmisión del FP. Las mediciones del espectro raman Stokes y anti-Stokes fueron realizadas en serie, ya que es necesario cambiar la posición de las redes de difracción del espectrómetro para cada caso. Los asteriscos marcan los picos espurios debidos al láser y las flechas los modos acústicos observados. La resolución de estos espectros es menor a la lograda en la fig. 2.5 debido a que se realizó con un barrido de presión más rápido, para priorizar la estabilidad del sistema. Esto se puede apreciar en el excelente grado de superposición de las distintas curvas, lo que demuestra que las condiciones experimentales no cambiaron significativamente durante el tiempo de medición⁷. Al comparar las intensidades relativas de los distintos modos medidos puede verse que, a diferencia de lo observado en la fig. 2.5, el modo de ~ 19 GHz presenta una intensidad similar, e inclusive levemente mayor al modo de ~ 57 GHz. Esto se debe a que en este esquema experimental, todo el espectro es medido en DRO simultáneamente. Sin embargo, debido a que sólo se colecta la luz que se encuentra en el plano de colección (plano XY en la fig. 2.6), el ángulo sólido colectado para cada modo es menor

⁷Los modos consecutivos del FP barren una misma zona espectral a distintos tiempos, por lo que el grado de superposición que muestran entre sí es una indicación de cuánto cambió el sistema en el tiempo que le lleva a un modo barrer un rango igual al FSR del FP.

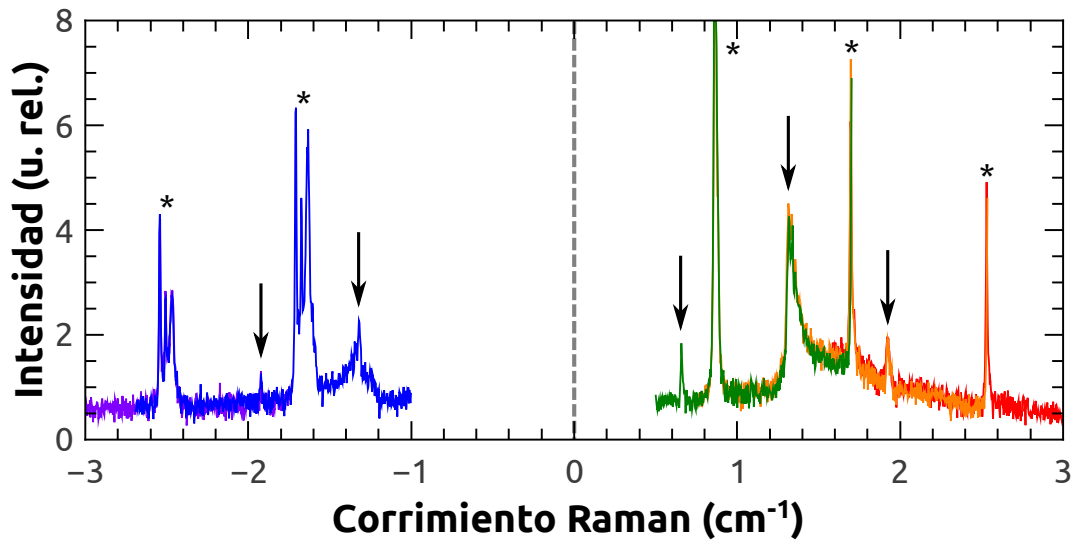


Figura 2.7: Espectros Raman Stokes y anti-Stokes medidos en DRO sobre la muestra plana. Las curvas de distinto color corresponden a los espectros barridos por los distintos modos del FP. Los asteriscos marcan los picos espurios debidos al láser y las flechas los modos acústicos observados.

a medida que la dispersión se da en ángulos mayores. Es por esta razón que los modos del lado anti-Stokes son menos intensos que los del lado Stokes. Asimismo, debido a que la alineación del FP no es perfecta, existen aberraciones que se ven aumentadas al utilizar zonas alejadas del centro de los espejos del FP, que justamente corresponden también a los mayores ángulos de dispersión. Por otro lado, el láser utilizado presenta algunos picos de emisión hacia mayores energías, lo que limita la medición de dispersión anti-Stokes en las cercanías del mismo, y genera además la forma extraña observada en los picos espurios. Es por estas razones que el espectro anti-Stokes presenta una calidad menor respecto al Stokes.

Utilizando el método experimental recién mencionado fue posible llevar a cabo una medición Raman Stokes de un pilar cuadrado de $60\ \mu\text{m}$. Como trabajamos con un *spot* del orden de $50\ \mu\text{m}$, la totalidad del pilar es iluminado simultáneamente. En la fig. 2.8 se presentan los resultados obtenidos. Dos detalles salen rápidamente a la vista al comparar este espectro con el obtenido para la muestra plana: por un lado, se distingue una modulación en la emisión de base del espectro (fotoluminiscencia), y, por otro, los modos parecen considerablemente menos intensos. El primer fenómeno se explica fácilmente, teniendo en cuenta que los modos ópticos en un pilar, inclusive en uno de gran tamaño como el estudiado, se encuentran confinados y, por lo tanto, discretizados en energía. La oscilaciones que se ven en la fig. 2.8 son debidas a la fotoluminiscencia proveniente de los distintos órdenes ópticos del pilar. Esto puede explicar también la baja intensidad observada, si se tiene en cuenta que, como ya vimos, la sección eficaz Raman depende tanto de la distribución del modo óptico incidente, como del dispersado. Al estar confinados, los modos son estacionarios en el plano además de en

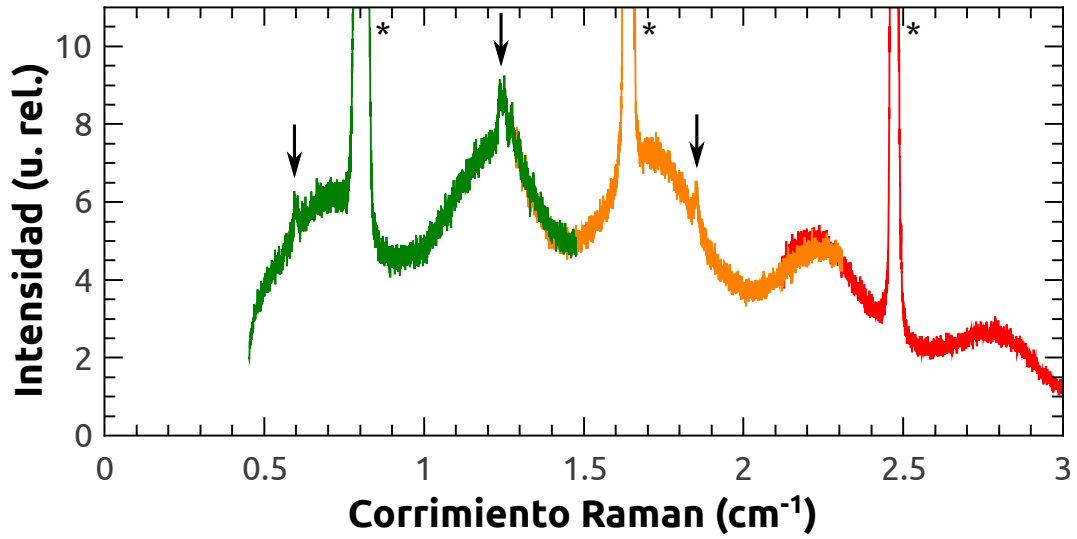


Figura 2.8: Espectro Raman Stokes medido en DRO sobre un pilar cuadrado de $60\mu\text{m}$ de lado. Las curvas de distinto color corresponden a los espectros barridos por los distintos modos del FP. Los asteriscos marcan los picos espurios debidos al láser y las flechas los modos acústicos observados.

el eje de crecimiento. Por lo tanto, la superposición lateral de los modos será de gran importancia para determinar la sección eficaz Raman. Cada orden óptico del pilar posee una distribución única, por lo que su superposición con los otros modos será siempre menor respecto de lo que puede obtenerse en una muestra plana, donde no se forman ondas estacionarias transversalmente. Entender por qué es tan importante la superposición de los modos ópticos es sencillo si se recuerda que la radiación incidente funciona como término fuente de la radiación dispersada. Si el término fuente no se acopla espacialmente con el modo correspondiente a la longitud de onda dispersada, es equivalente a cuando medimos fuera de la DRO, la emisión medida será más débil.

Llevar a cabo mediciones con esta configuración en pilares más pequeños no fue posible. Debido a que el *spot* del láser es mucho mayor que los mismos, la combinación entre luz espuria proveniente de los bordes de los pilares y del sustrato, y la dispersión propia del sustrato, no fue posible obtener resultados concluyentes. Por otro lado, se intentaron varios enfoques distintos utilizando un equipo de microscopía especialmente diseñado para ello, pero en todos los casos los resultados fueron negativos, debido principalmente a la dificultad de bloquear la reflexión especular del láser sin bloquear la señal de interés.

2.3. Conclusiones

En este capítulo se estudió la dispersión Raman de una cavidad optomecánica plana, consistente en un espaciador de GaAs embebido entre dos espejos de interferencia, mediante una técnica que permite obtener espectros de ultra alta resolución. Los resul-

tados observados pudieron ser fielmente descriptos mediante un modelo macroscópico que tiene en cuenta la perturbación de la susceptibilidad eléctrica generada por los modos acústicos propios de la estructura.

Mediante una modificación del esquema experimental fue posible estudiar la dispersión Raman para el caso de un pilar cuadrado de $60\text{ }\mu\text{m}$ de lado. El espectro obtenido de esta forma mostró una amplitud de la emisión Raman menor a lo esperado inicialmente. Esto se justificó teniendo en cuenta la distribución espacial de los modos ópticos confinados. El modo óptico excitado mediante el haz láser incidente posee una distribución espacial diferente a las distribuciones de los modos que participan en la emisión, por lo que el acoplamiento entre ambos es inferior al caso de la muestra plana, donde sólo influye la distribución en la dirección de crecimiento de la muestra, debido a que no se forman ondas estacionarias laterales.

El estudio de pilares de menor tamaño se vio impedido por limitaciones experimentales relacionadas a la luz espuria proveniente de la excitación láser. Para evitar este inconveniente, es fundamental el diseño de un arreglo experimental que permita un acoplamiento óptico efectivo durante la incidencia, así como la colección de la señal de interés evitando la influencia de la luz proveniente del haz láser. Una opción posible sería trabajar en transmisión, donde se puede disociar más fácilmente la incidencia de la colección. Para ello, sin embargo, las muestras han de ser finamente pulidas por el lado del sustrato, lo que debe hacerse antes de la microestructuración lateral.

Capítulo 3

Dependencia de la respuesta optomecánica de los resonadores con el confinamiento lateral

Los experimentos optomecánicos clásicos a bajas frecuencias se basan en mediciones de ruido en señales ópticas continuas, por lo que se requieren detectores rápidos y capaces de sondear pequeñas variaciones ópticas de reflectividad/transmisión. El aumento en las frecuencias acústicas por encima de ~ 10 GHz implica el uso de detectores muy rápidos, generalmente no disponibles con la sensibilidad requerida. Este tipo de experimentos brindan información sobre la intensidad del desplazamiento. La información sobre la dinámica vibracional se puede obtener a partir de mediciones de dinámica de relajación (*ring-down*, en inglés) [84], aplicadas recientemente en el dominio de la optomecánica [85–88]. En este caso, también es necesario el uso de detectores ultrarrápidos, que sufren la misma limitación en su ancho de banda que las mediciones de ruido. Las técnicas estroboscópicas aparecen como una posible solución, pero su uso sigue estando limitado en el contexto de la optomecánica.

La generación y medición de fonones coherentes mediante pulsos láser ultracortos (reflectometría diferencial ultrarrápida), una técnica normalmente utilizada en nanofonónica [89–91], proporciona información valiosa sobre los modos propios de vibración de un sistema, así como de su evolución temporal. Esta técnica puede proporcionar información sobre la dinámica de fonones coherente hasta frecuencias de THz [92–94]. Sin embargo, a diferencia de las otras técnicas mencionadas, requiere de un conocimiento detallado del sistema en estudio. Para poder extraer toda la información disponible de los experimentos, es esencial comprender el sistema optoelectrónico y los mecanismos implicados en las mediciones.

En este capítulo estudiaremos la dinámica temporal de portadores fotoexcitados en los resonadores a temperatura ambiente y analizaremos su influencia en el proceso

de generación y detección de fonones coherentes. Para ello utilizaremos la técnica de reflectometría diferencial ultrarrápida antes mencionada. En la primera parte del capítulo explicaremos en detalle en qué consiste ésta técnica experimental, así como su aplicación al caso de micro pilares. La dependencia de las señales medidas en función de la sintonización del láser respecto del modo óptico de cavidad se explicará a través de un modelo que da cuenta del acoplamiento variable entre la luz y la cavidad existente durante los tiempos ultracortos en que los pulsos láser “viven” dentro de la estructura. Asimismo, estudiaremos la dependencia de la amplitud, la frecuencia y la vida media de los modos acústicos medidos, en función del tamaño lateral del resonador. Mediante un modelo simple explicaremos el aumento observado en la amplitud y la caída de la vida media al disminuir el tamaño lateral, así como el corrimiento de la frecuencia de los modos acústicos de cavidad debido al confinamiento lateral. Mediante simulaciones basadas en el método de elementos finitos se mostrará que la dependencia del acoplamiento optomecánico (g_0) con el tamaño lateral sigue el mismo comportamiento obtenido mediante el modelo anterior.

3.1. Esquema experimental

Un experimento de reflectometría diferencial ultrarrápida consta de dos etapas: la excitación de la muestra mediante un pulso láser (bombeo o excitación), y la medición de la reflectividad efectiva mediante otro pulso (sondeo), retrasado temporalmente del primero. En la fig. 3.1 se muestra el esquema simplificado del equipo de reflectometría ultrarrápida utilizado. Se utilizó un láser pulsado de titanio-zafiro modelo Tsunami de Spectra-Physics, que genera pulsos de ~ 1 ps de duración, con polarización lineal. Cada pulso emitido por el láser atraviesa una lámina de media onda y un divisor de haz sensible a la polarización. El conjunto de estos dos elementos permite separar el pulso original en dos, que identificaremos como el pulso de bombeo y el de sondeo. A su vez facilita la variación en forma continua de la potencia destinada a cada uno. Los haces resultantes estarán entonces linealmente polarizados y ortogonales entre sí. En general se desea que el pulso de sondeo, con el cual se medirá el estado en que se encuentra la muestra, influya lo menos posible en la misma; por esta razón se suele utilizar un haz de pulsos menos intensos para esta función, y un haz de pulsos más intensos para realizar el bombeo, o excitación de la muestra. Una vez divididos los haces, se dirige el de bombeo a un modulador acusto-óptico, de forma tal de modular la señal para luego realizar una adquisición sincrónica mediante un amplificador *Lock-in* (ver apéndice C). Por otro lado, para retrasar los pulsos de sondeo respecto de los de bombeo, uno de los haces es enviado a una línea de retardo. La línea de retardo consta de un arreglo de espejos montados sobre un carro móvil y otro arreglo fijo, entre los cuales se refleja múltiples veces el haz. Al cambiar la posición del carro, la distancia que los pulsos

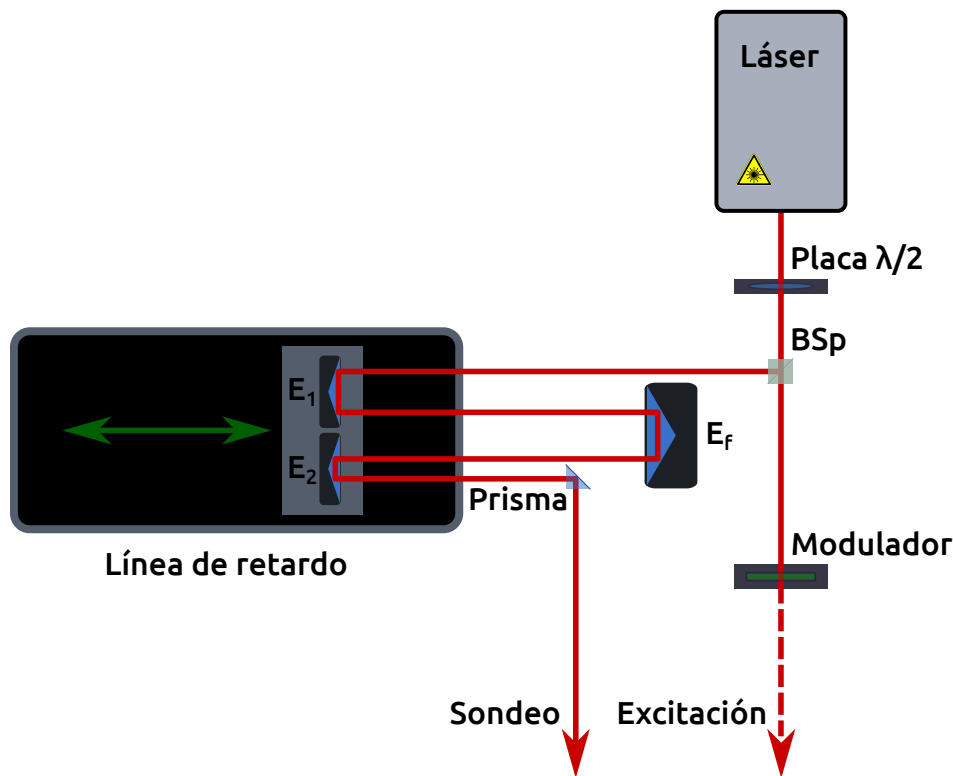


Figura 3.1: Esquema de la primera etapa del equipo de reflectometría ultrarrápida. Cada pulso emitido por el láser pasa por una placa de media onda y por un divisor de haz polarizante (BSp) que separa la componente vertical y horizontal de la polarización. Uno de los haces (el de excitación o bombeo) es modulado por un modulador acusto-óptico, mientras el otro (de sondeo) atraviesa la línea de retardo. La misma posee dos espejos móviles (E_1 y E_2) y uno fijo (E_f); al cambiar la posición de E_1 y E_2 cambia la distancia recorrida por los pulsos de sondeo y por lo tanto el retardo temporal respecto del haz de bombeo.

de sondeo deben recorrer cambia y se retrasan respecto de los pulsos de bombeo, que recorren una distancia fija. Finalmente se hace incidir ambos haces en el mismo punto de la muestra y se colecta el haz de sondeo reflejado. A medida que se mueve la línea de retardo, los pulsos de sondeo llegan a la muestra a distintos tiempos respecto de la excitación, y de esta forma se puede medir la reflectividad efectiva de la muestra en función del tiempo. El rango temporal máximo que puede ser medido depende de dos factores: la frecuencia de repetición del láser (define el período entre dos pulsos emitidos consecutivamente) y el largo de la línea de retardo (limita el máximo retraso posible entre pulsos de bombeo y sondeo). En nuestro caso, la frecuencia de repetición del láser es de 80 MHz, lo que equivale a un período de ~ 12.5 ns entre pulsos emitidos sucesivamente. La línea de retardo, por otro lado, cuenta con un arreglo de espejos que generan una distancia efectiva recorrida por el haz de ~ 3.6 m, equivalente a ~ 12 ns de retraso, por lo que es posible medir la variación en la reflectividad efectiva de una muestra hasta 12 ns después de ser excitada por un pulso de bombeo. Para la detección,

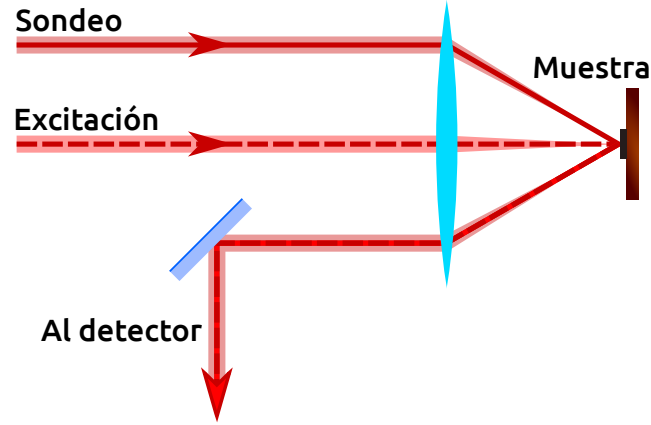


Figura 3.2: Arreglo experimental usual para la etapa de focalización de los haces sobre la muestra de interés y la colección del haz de sondeo reflejado. Nótese que los ángulos de excitación y sondeo pueden ser distintos. La muestra se ubica a la distancia focal de la lente, de forma tal que al atravesar la misma, los haces de sondeo y bombeo se focalizan en el mismo punto.

se utiliza un fotodiodo conectado al amplificador *Lock-in*¹. De esta forma, cada tren de pulsos que llega al detector luego de reflejarse en la muestra genera un punto en la curva de reflectividad vs tiempo². Un experimento ordinario consta de medir la intensidad del haz de sondeo reflejado por la muestra en función de la posición del carro móvil de la línea de retardo. Sabiendo la velocidad de propagación de la luz en el aire, la conversión de posición espacial a tiempo de retardo es directa:

$$\Delta t = \delta t_0 + 6 \cdot \frac{X_c}{c} \quad (3.1)$$

donde X_c es la posición del carro móvil, δt_0 es el retardo entre los pulsos de bombeo y sondeo cuando el carro se encuentra en la posición inicial ($X_c = 0$) y c la velocidad de la luz en el aire. La posición X_c está multiplicada por 6 porque el arreglo experimental es tal que cada pulso realiza 3 viajes de ida y vuelta entre los espejos de la línea de retardo (en la fig. 3.1 se representaron sólo dos viajes de ida y vuelta, para mantener una cierta claridad en la imagen).

¹Las variaciones relativas inducidas en la intensidad del haz de sondeo son del orden de $\sim 10^{-5}$ mientras que las inestabilidades en la intensidad del láser tienen variaciones relativas de $\sim 10^{-2}$. Esta pobre relación señal/ruido requiere detección sincrónica.

²Se integran del orden de ~ 25000 pulsos ($\sim 300 \mu s$) para cada punto, considerándose que durante el tiempo de integración la línea de retardo se encuentra fija.

(BS_d), es reflejado en un 50% hacia un filtro polarizador (para remover cualquier componente del haz de bombeo que haya logrado llegar hasta ese punto) y luego al detector, que para los experimentos de reflectometría ultrarrápida es un fotodiodo conectado al amplificador *Lock-in*. El BS_i, utilizado para obtener una imagen de la muestra, es móvil y sólo se coloca en posición al momento de posicionar la muestra para que los haces de bombeo y sondeo incidan donde uno desea. Una vez que se va a comenzar la adquisición, éste divisor de haz se retira del camino óptico para no agregar ruido a la medición. El objetivo utilizado en este trabajo posee una magnificación de 100x y una distancia de trabajo de 13 mm. La apertura numérica del objetivo es de 0.55, aunque de la misma se utilizó sólo una fracción, ya que frente al objetivo se ubica un iris para limitarla. El propósito de hacer esto es limitar espacialmente el haz de sondeo incidente y reflejado, limitando los modos medidos en los pilares. La incorporación de un iris ayuda también a filtrar espacialmente el haz de bombeo reflejado, lo que sumado a los filtros polarizadores y divisores de haz polarizantes utilizados, evita que la mayor parte del mismo llegue al detector. El resultado logrado es una mejora considerable en la relación señal/ruido.

3.1.3. Procedimiento experimental

Si bien esta técnica puede utilizarse con múltiples propósitos, en este capítulo estaremos especialmente interesados en la generación y detección de las vibraciones correspondientes a los modos acústicos de cavidad. Por ello, explicaremos en detalle en qué consiste un experimento de reflectometría ultrarrápida en este caso.

Una vez que un pulso de bombeo llega a la muestra, parte de este es absorbido por la misma. Recordando que estamos trabajando con cavidades ópticas, hay que tener en cuenta que si el pulso se encuentra espectralmente sintonizado con el modo óptico de cavidad la amplificación y, por consiguiente, la interacción será máxima, mientras que si corresponde a una zona de alta reflectividad, la interacción será prácticamente nula. Además, como ya se explicó en el capítulo 1, la absorción en los DBRs es despreciable por diseño. De esta forma, se favorece la absorción en el espaciador de GaAs. El hecho de que se absorba parte de la luz incidente, significa que los electrones de la banda de valencia (o de las eventuales impurezas con estados cercanos al *gap*) han sido excitados hacia la banda de conducción y, por lo tanto, la estructura electrónica ha cambiado. Esto genera un cambio en el índice de refracción del material, por lo cual la posición y ancho espectral del modo de cavidad se verá modificado también [96]. El cambio en la estructura electrónica genera también un cambio en la posición de equilibrio de la red cristalina, que al buscar el nuevo equilibrio da lugar a vibraciones [93].

La línea de retardo se mueve entre dos posiciones preestablecidas con una velocidad constante. Como se explicó anteriormente, para cada posición del carro móvil corres-

ponde un desfasaje temporal determinado entre los pulsos de excitación y medición (Δt). La posición inicial (Δt_i) y final (Δt_f) se eligen de forma tal que en alguna posición del carro el desfasaje neto sea nulo; es decir, en este punto los pulsos de bombeo y sondeo coinciden temporalmente sobre la muestra. En cada posición, entonces, un pulso de sondeo encontrará la muestra en un estado determinado por el tiempo transcurrido desde la incidencia del último pulso de bombeo. La reflectividad de la muestra en ese momento será $R(\mathbf{k}, \Delta t)$. Si el pulso incidente posee una distribución espectral $I_i(\mathbf{k})$ entonces el pulso reflejado será de la forma

$$I(\mathbf{k}, \Delta t) = I_i(\mathbf{k}) R(\mathbf{k}, \Delta t). \quad (3.2)$$

En el fotodiodo se pierde la información espectral, y sólo queda una intensidad efectiva reflejada

$$I^{ef}(\Delta t) = \int I(\mathbf{k}, \Delta t) d\mathbf{k}. \quad (3.3)$$

Teniendo en cuenta que la modulación de los pulsos de bombeo se realiza con una onda cuadrada de ~ 0.8 MHz, mientras que la frecuencia de repetición del láser es de ~ 80 MHz, la señal que llegará al fotodiodo consistirá de trenes de ~ 50 pulsos de sondeo con una distribución espectral $I(\mathbf{k}, \Delta t)$ seguidos por un tren de igual cantidad de pulsos con una distribución

$$I_0(\mathbf{k}) = I_i(\mathbf{k}) R_0(\mathbf{k}), \quad (3.4)$$

donde $R_0(\mathbf{k})$ es la reflectividad de la muestra sin excitar (ya que durante este tiempo no llegan pulsos de bombeo). La detección sincrónica permite quedarse con la diferencia entre ambas (ver apéndice C)

$$\Delta I^{ef}(\Delta t) = \int I(\mathbf{k}, \Delta t) d\mathbf{k} - \int I_0(\mathbf{k}) d\mathbf{k} = I^{ef}(\Delta t) - I_0^{ef}. \quad (3.5)$$

Si definimos la reflectividad efectiva en función del desfasaje temporal como:

$$R^{ef}(\Delta t) = \frac{\int I(\mathbf{k}, \Delta t) d\mathbf{k}}{\int I_i(\mathbf{k}) d\mathbf{k}} = \frac{I^{ef}(\Delta t)}{I_i^{ef}} \quad (3.6)$$

queda definida también la reflectividad efectiva de la muestra en reposo:

$$R_0^{ef} = \frac{\int I_0(\mathbf{k}) d\mathbf{k}}{\int I_i(\mathbf{k}) d\mathbf{k}} = \frac{I_0^{ef}}{I_i^{ef}}. \quad (3.7)$$

Multiplicando ambos miembros de la ec. (3.5) por R_0^{ef} se demuestra:

$$\Delta I^{ef}(\Delta t) \cdot R_0^{ef} = [I^{ef}(\Delta t) - I_0^{ef}] \cdot R_0^{ef} \quad (3.8)$$

$$\frac{\Delta I^{ef}(\Delta t)}{I_0^{ef}} = \frac{R^{ef}(\Delta t) - R_0^{ef}}{R_0^{ef}} \quad (3.9)$$

$$\frac{\Delta I^{ef}(\Delta t)}{I_0^{ef}} = \frac{\Delta R^{ef}(\Delta t)}{R_0^{ef}} \quad (3.10)$$

Las mediciones reales devuelven voltajes, los cuales son directamente proporcionales a las intensidades efectivas:

$$V(\Delta t) \propto I^{ef}(\Delta t) \quad (3.11)$$

por lo que finalmente llegamos a:

$$\frac{\Delta V(\Delta t)}{V_0} = \frac{\Delta R^{ef}(\Delta t)}{R_0^{ef}}. \quad (3.12)$$

Esta igualdad es importante para poder extraer información cuantitativa a partir de las mediciones realizadas.

La razón por la cual enfatizamos tanto el hecho de que se miden reflectividades efectivas es por la naturaleza de las muestras estudiadas. Éstas poseen un modo óptico de cavidad de un ancho espectral que puede ser aproximadamente orden de magnitud menor³ que el ancho espectral del pulso láser utilizado para las mediciones de reflectometría diferencial (FWHM ≈ 2 nm). Debido a que cualquier componente espectral de un pulso láser que incida sobre la muestra ($I_i(\mathbf{k})$) será perfectamente reflejada, a menos que coincida con el modo óptico de cavidad⁴, esto significa que el pulso reflejado sólo cambiará ligeramente su amplitud, y sólo en una fracción de sus componentes espectrales, dada justamente por el modo óptico de cavidad. Siendo que con un fotodiodo se integra la intensidad total del pulso reflejado, la reflectividad que se mide es un valor efectivo, dado por la ec. (3.6). A lo largo de este capítulo, cuando hablemos de reflectividades nos estaremos refiriendo a estas reflectividades efectivas, a menos que se indique explícitamente lo contrario.

3.2. Generación y detección de fonones coherentes en una cavidad optomecánica

En esta sección ahondaremos en los procesos de generación y detección de fonones acústicos coherentes en cavidades ópticas, mediante pulsos ópticos ultracortos. Comenzaremos con una breve descripción de los mecanismos involucrados en el proceso de generación. Luego pasaremos a la deducción de la amplitud relativa y la distribución

³El modo óptico de cavidad de las muestras estudiadas posee un ancho espectral que, dependiendo de la distancia a la resonancia electrónica del GaAs, puede variar entre 0.1 nm y 4 nm.

⁴A lo largo de este trabajo, siempre se trabajó en las inmediaciones del modo óptico de cavidad, por lo que por fuera (espectralmente) del mismo la reflectividad es aproximadamente 1, como ya se explicó en el capítulo 1.

espectral de los modos generados. Finalmente abordaremos el tema de la detección de las vibraciones generadas.

3.2.1. Mecanismos de generación

Los mecanismos de generación de tensiones por medio de pulsos ópticos es un tema ampliamente discutido en la literatura [97–100]. Desde un punto de vista general se puede entender el proceso de generación, más allá de su naturaleza específica, de la siguiente forma: un pulso óptico interactúa con los electrones de la muestra (la red cristalina posee una inercia muy grande como para responder al campo electromagnético del pulso), entregándoles una cierta cantidad de energía; éstos interactúan luego con la red de iones, generando una tensión. La distribución espacial de esta tensión constituye el término fuente en la ecuación de ondas responsable de la generación coherente de estas vibraciones, lo cual incide directamente en la distribución espectral de las mismas.

Una de las contribuciones a la tensión es de origen térmico [97–101]. Los electrones fotoexcitados, al relajarse al fondo de la banda de conducción, entregan su exceso de energía a los iones de la red cristalina mediante la emisión de fonones incoherentes. Esto genera un súbito aumento de la temperatura $T(z)$ de la red, lo que se traduce en una tensión térmica $\sigma_T(z)$ [97–101]. Para una muestra isotrópica, la expresión para σ_T es

$$\sigma_T(z) = -3B\beta\Delta T(z), \quad (3.13)$$

donde B es el módulo de compresibilidad y β es el coeficiente de expansión lineal. Además de la contribución térmica, existe la debida al llamado “potencial de deformación”. Este mecanismo se basa en el cambio en la posición de equilibrio de la red cristalina, debido a un cambio en el sistema electrónico. Al excitar una cierta población de electrones en un material, los iones que en principio se encontraban en la posición de equilibrio del sistema, se encuentran con que el potencial que sienten es ligeramente distinto, por lo que las posiciones de equilibrio cambian. Al intentar llegar a la nueva posición de equilibrio, los iones comienzan a moverse y, debido a su inercia, comienzan a oscilar alrededor de dicha posición. Esta contribución toma importancia cuando los electrones (huecos) permanecen excitados un tiempo mayor al que les toma a los iones reaccionar al nuevo estado de cuasiequilibrio. Esta condición se cumple en particular en los semiconductores, debido a la existencia del *gap* electrónico. La tensión originada mediante el potencial de deformación σ_{pd} se puede escribir como [97, 101]

$$\sigma_{pd}(z) = -B \frac{\partial \varepsilon_g}{\partial P} N(z), \quad (3.14)$$

donde ε_g es la energía del *gap* electrónico, P es la presión y $N(z)$ la densidad electrónica del semiconductor. La tensión electrónica resultante en un semiconductor es superior

en un factor ~ 6 a la tensión térmica y su generación es significativamente más rápida⁵, constituyendo entonces el principal mecanismo de generación de fonones [103].

Los dos mecanismos de generación óptica de fonones analizados anteriormente requieren de la absorción de fotones en la muestra. Es decir, en un semiconductor, la energía de los mismos debe ser mayor o igual a la energía de transición (ε_g) o deben existir estados de impurezas accesibles o procesos no lineales de excitación. Si bien esto aumenta la eficiencia de la generación, no es una condición necesaria. Existen dos mecanismos de generación que actúan incluso para energías por debajo de la resonancia electrónica: la “presión de radiación” [32] y la electroestricción (relacionado con el efecto Raman) [104]. El primero está dado por la transferencia de impulso lineal de los fotones a los iones de la red, y es despreciable en los resonadores estudiados en este trabajo debido a la gran masa de los mismos. El segundo consiste en la polarización del medio inducida por la presencia del campo eléctrico del pulso de bombeo⁶. La tensión generada por este mecanismo tiene la forma [101, 105]:

$$\sigma_{es}(z) = \frac{1}{8\pi} \sum_{ijklmn} p_{klji} \epsilon_{km} \epsilon_{ln} E_m(z) E_n(z), \quad (3.15)$$

donde p_{klji} es el tensor fotoelástico, ϵ_{km} es el tensor dieléctrico y $E_m(z)$ es la componente m del campo eléctrico incidente.

Además de las diferencias en los procesos físicos involucrados, existe otra diferencia relativa a la dependencia temporal de la tensión generada por cada mecanismo. En los mecanismos térmico y de potencial de deformación, la tensión en el material surge cuando el pulso de bombeo incide sobre la muestra y se mantiene una vez que el campo eléctrico desaparece, relajándose a medida que el sistema recobra su estado de equilibrio; es decir, hasta que los electrones excitados decaen nuevamente a la banda de valencia y el calor generado se disipa. La dependencia temporal para estos mecanismos puede, por lo tanto, ser descripta por una función escalón, seguida por una lenta recuperación. Esta dependencia puede aproximarse con la función de Heaviside y una exponencial decreciente. Los mecanismos que presentan una dependencia temporal de este tipo son denominados “displacivos”, en referencia al desplazamiento súbito de la posición de equilibrio del sistema. Para los mecanismos térmico y de potencial de deformación, luego de la incidencia del pulso de bombeo, la nueva temperatura en la muestra o la nueva población electrónica, respectivamente, define un nuevo estado de cuasiequilibrio para la red cristalina. Este estado será transitorio, pues el sistema alcanzará eventualmente el estado de reposo nuevamente. Debido a que la configuración

⁵Esta dada por la excitación de portadores, que tiene tiempos de reacción del orden de los attosegundos [76], mientras que la tensión térmica se origina en la relajación de portadores, con tiempos característicos superiores al picosegundo [102].

⁶Existe también el mecanismo magnetostrictivo, que actúa mediante el campo magnético del pulso, pero en materiales no magnéticos, como los estudiados en este trabajo, es completamente despreciable

en la que se encuentra la red cristalina en el instante posterior a la incidencia del pulso de bombeo deja de ser estable para las nuevas condiciones, el sistema intentará alcanzar la nueva posición de equilibrio y, al hacerlo, comenzará a oscilar. Esta situación es análoga al caso de un péndulo al cual se le mueve súbitamente la base de donde cuelga, o una masa colgada de un resorte al cual se le cambia repentinamente la constante elástica; en ambos casos el sistema, al buscar el nuevo equilibrio, comenzará a oscilar.

En el caso del mecanismo de generación electrostrictivo, la dependencia temporal es diferente. La generación en este caso tiene su origen en la polarización inducida en la muestra por el campo eléctrico debido al pulso de bombeo. La tensión generada, entonces, existirá sólo durante el tiempo de tránsito del mismo en la muestra. Como dicho tiempo es aproximadamente 2 órdenes de magnitud inferior al período de las vibraciones acústicas, la dependencia temporal puede aproximarse por una delta de Dirac. Este mecanismo se denomina por esta razón de tipo “impulsivo”.

Para describir fenomenológicamente la forma de la tensión σ generada por el pulso de bombeo, adoptaremos una expresión que engloba las formas funcionales de todos los mecanismos descritos con anterioridad:

$$\sigma(z, t) = Z(z)\Gamma(t) \quad (3.16)$$

donde $Z(z)$ es una función que representa la distribución espacial de la tensión generada en la red y $\Gamma(t)$ es una función que determina la forma temporal de la tensión inducida por el pulso de bombeo (función tipo escalón o delta de Dirac, según el mecanismo). Ya que la excitación es debida a la presencia de un campo eléctrico y a la capacidad del material de interactuar con el mismo, se puede aproximar:

$$Z(z) = K(z)|E(z)|^2 \quad (3.17)$$

donde $K(z)$ es una constante dependiente del material y del mecanismo, que llamaremos “constante de generación” y $E(z)$ es el perfil del campo eléctrico dentro de la muestra debido al pulso de bombeo.

En las cavidades ópticas estudiadas en el presente trabajo, la absorción se lleva a cabo preferentemente en el espaciador de GaAs. El mecanismo electrostrictivo, por su parte, es resonante y, por lo tanto, será también mucho más efectivo en el espaciador que en los DBRs. Suponiendo que el pulso de bombeo se encuentra sintonizado con el modo óptico de cavidad (que es el caso de interés), entonces el campo electromagnético dentro de la estructura será estacionario y presentará su máximo en el espaciador, como ya se mostró en el capítulo 1 (fig. 1.6). Esto genera una amplificación en la generación de fonones respecto al caso del mismo material aislado, ya que el campo efectivo con el que interactúa es entre 2 y 3 órdenes de magnitud más intenso. Debido

a la naturaleza estacionaria del campo eléctrico, la excitación de los electrones tendrá una distribución también de esta forma. Es decir, será máxima en las interfaces del espaciador y mínima en el centro, donde el campo presenta un nodo. Sin embargo, los portadores excitados presentan una gran movilidad, por lo que se espera que se distribuyan homogéneamente en la dirección \hat{z} en el espaciador en un tiempo de algunos pocos picosegundos [102]. Por lo tanto, la interacción entre los electrones excitados y la red cristalina será aproximadamente homogénea dentro del espaciador, y nula fuera de éste⁷. Como ya se dijo, los electrones le transfieren a la red (ya sea mediante la relajación hasta el fondo de la banda, o mediante el potencial de deformación) una cierta cantidad de energía, que produce un desplazamiento de los átomos de la red. La distribución de la misma en la dirección del eje \hat{z} será, por lo antes dicho, $Z(z) = cte$ dentro del espaciador y $Z(z) = 0$ fuera de este. Esto no significa que la dependencia con la intensidad del campo eléctrico no sea tenida en cuenta en los cálculos, sino más bien que la energía depositada por el campo se distribuye de forma homogénea en el espaciador. Dado que toda deformación de la estructura debe poder ser representada por los autoestados de la misma (los modos acústicos), la transformada de Fourier de esta distribución debe dar una idea de las intensidades relativas de los modos generados. Para empezar, la deformación es par respecto del centro del espaciador, por lo que los modos generados deberán poseer esta misma simetría. Esto, sumado a que la deformación se encuentra restringida al espaciador, limita los modos generados a los modos acústicos de cavidad de la estructura. A continuación se exponen formalmente estas consideraciones.

3.2.2. Función de generación en una cavidad óptica

Nos propondremos deducir la amplitud con la que cada modo normal de la estructura es generado por medio de un pulso óptico. Supondremos que el tamaño lateral del área irradiada es mucho mayor al tamaño vertical de la muestra. De esta forma, podremos suponer que todas las dependencias serán en la dirección \hat{z} , paralela al crecimiento de la muestra. Esto será válido para las mediciones con el arreglo para muestras planas (fig. 3.2) pero no necesariamente para las mediciones llevadas a cabo con el microscopio (fig. 3.3). Analizaremos tanto el caso de que el mecanismo sea displacivo, como impulsivo. Para ello nos serviremos del formalismo de la función de Green para ecuaciones diferenciales de segundo orden en la variable temporal. El mismo requiere llevar la ecuación de onda no homogénea

$$\rho(z) \frac{\partial^2 u(z, t)}{\partial t^2} - \frac{\partial}{\partial z} \left[C(z) \frac{\partial u(z, t)}{\partial z} \right] = \frac{\partial \sigma(z, t)}{\partial z} \quad (3.18)$$

⁷Las capas de $Al_{0.95}Ga_{0.05}As$ en contacto con el espaciador de GaAs poseen un *gap* electrónico mayor, por lo que el espaciador funciona como un pozo de potencial para los electrones, los cuales no pueden escapar del mismo.

a la forma

$$\left[-\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \mathbb{L}(z) \right] u(z, t) = \psi(z, t), \quad (3.19)$$

donde $\rho(z)$ y $C(z)$ son la densidad y módulo elástico de la estructura en función de la posición, respectivamente; $\mathbb{L}(z)$ es un operador hermítico cuyos autovalores ζ_n y autovectores $u_n(z)$ son conocidos; y las funciones $u(z, t)$ y $\psi(z, t)$ están definidas dentro de un cierto intervalo real $z_1 \leq z \leq z_2$ (es decir, necesitan estar definidas dentro de la muestra), en cuyo límite satisfacen las mismas condiciones de contorno (que surgen de forzar una tensión nula en las superficies libres). Los autoestados $u_n(z)$ cumplen además la condición de ortonormalidad:

$$\int \varphi(z) u_n(z) u_m(z) dz = \delta_{nm}, \quad (3.20)$$

siendo $\varphi(z)$ una función de peso determinada por el operador $\mathbb{L}(z)$ y las condiciones de contorno. $u_n(z)$ es un modo normal de frecuencia ω_n , tal que $\omega_n^2 = \zeta_n$. Para llevar la ec. (3.18) a la forma de la ec. (3.19) definimos:

$$\mathbb{L}(z) = -\frac{1}{\rho(z)} \frac{\partial}{\partial z} \left[C(z) \frac{\partial}{\partial z} \right], \quad (3.21)$$

$$\psi(z, t) = \frac{1}{\rho(z)} \frac{\partial \sigma(z, t)}{\partial z}. \quad (3.22)$$

La función de Green del problema planteado $g(z, z', t - t')$ satisface entonces

$$\left[-\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \mathbb{L}(z) \right] g(z, z', t - t') = \delta(z - z') \delta(t - t'). \quad (3.23)$$

El cálculo de esta función se realiza en el espacio de frecuencias a través de su transformada de Fourier temporal $g(z, z', \omega)$ [106]. Al regresar al espacio temporal, $g(z, z', \omega)$ se vuelve no analítica cuando ω coincide con las frecuencias de los modos normales, lo cual lleva a considerar la función de Green retardada

$$g^R(z, z', t) = -\Theta(t) \sum_n \frac{u_n(z) u_n^*(z')}{\sqrt{\zeta_n}} \sin(\sqrt{\zeta_n} t), \quad (3.24)$$

donde $\Theta(t)$ es la función escalón de Heaviside. A partir de esta función, la solución a la ecuación diferencial no homogénea presentada en la ec. (3.18) puede escribirse como [106]

$$u(z, t) = - \int_{z_1}^{z_2} dz' \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(z') g^R(z, z', t - t') \psi(z', t') dt'. \quad (3.25)$$

Reemplazando la ec. (3.24) en la ec. (3.25) se obtiene

$$u(z, t) = u^0(z, t) - \sum_n \frac{u_n(z)}{\sqrt{\zeta_n}} \int_{z_1}^{z_2} \varphi(z') u_n^*(z') dz' \int_{-\infty}^t \sin[\sqrt{\zeta_n}(t - t')] \psi(z', t') dt', \quad (3.26)$$

donde $u^0(z, t)$ es la solución homogénea. Esta solución es aplicable a cualquier ecuación diferencial no homogénea del estilo de la ec. (3.18).

Si reemplazamos la ec. (3.22) en la ec. (3.26), teniendo en cuenta que $\varphi(z) = \rho(z)$ [107], se obtiene la solución específica a nuestro problema:

$$u(z, t) = - \sum_n \frac{u_n(z)}{\omega_n} \int_0^L u_n(z') \frac{\partial \sigma(z', t')}{\partial z'} dz' \int_{-\infty}^t \sin[\omega_n(t - t')] dt'. \quad (3.27)$$

Para llegar a la ec. (3.27) suponemos que la estructura se extiende desde $z = 0$ hasta $z = L$ y descartamos la parte homogénea de la solución⁸. Se obvió asimismo la conjugación compleja de los modos normales, debido a que son funciones reales. Integrando por partes la parte espacial se llega a⁹:

$$u(z, t) = - \sum_n \frac{u_n(z)}{\omega_n} \int_{-\infty}^t \sin[\omega_n(t - t')] dt' \left[-u_n(z') \sigma(z', t') \Big|_0^L + \int_0^L \sigma(z', t') \frac{\partial u_n(z')}{\partial z'} dz' \right]. \quad (3.28)$$

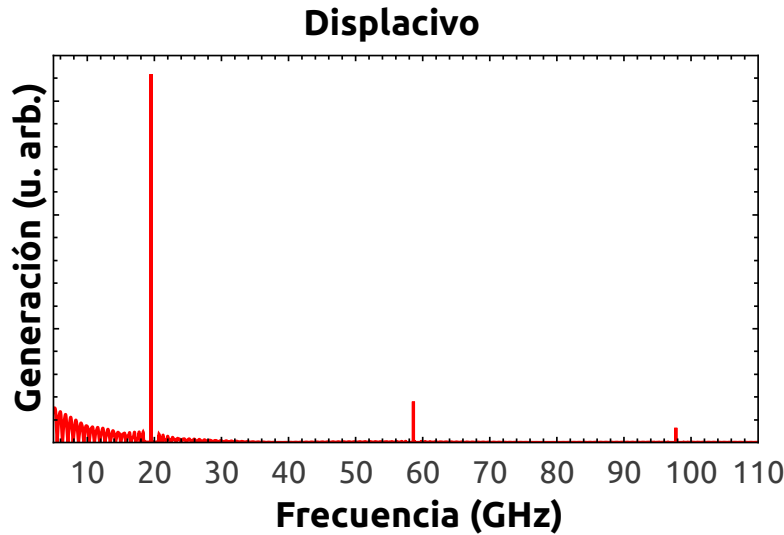


Figura 3.4: Función de generación de fonones acústicos en la cavidad optomecánica plana para un mecanismo displacivo y suponiendo una distribución homogénea de los portadores excitados dentro del espaciador.

⁸La solución homogénea describe la población térmica de vibraciones en la estructura, presente antes de que el pulso de bombeo excite la muestra. Estas vibraciones no guardan coherencia entre sí, por lo que la modificación neta que inducen sobre la reflectividad de la muestra es nula, resultando indetectables por el pulso de sondeo. Por lo tanto, esta solución no es relevante a nuestro problema.

⁹En la ec. (3.28) no puede tomarse $\sigma = 0$ en los extremos de la muestra pues la condición de tensión nula se debe satisfacer para la tensión total $\sigma + C \frac{\partial u}{\partial z}$.

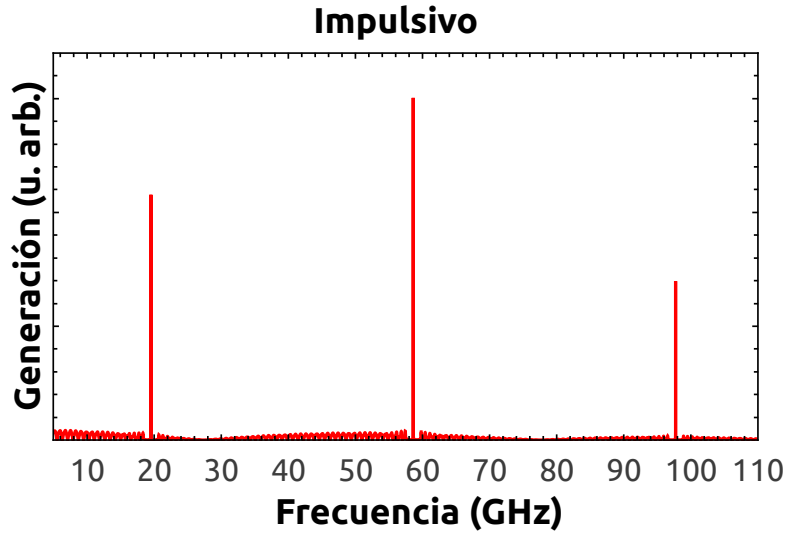


Figura 3.5: Función de generación de fonones acústicos en la cavidad optomecánica plana para un mecanismo impulsivo.

Para poder continuar, debe especificarse la dependencia temporal de $\sigma(z, t)$. Como explicamos anteriormente, existen dos dependencias temporales relevantes, debidas a los mecanismos impulsivos y a los displacivos. Las mismas pueden aproximarse mediante una delta de Dirac $\delta(t)$ en el primer caso, y una dependencia de tipo función escalón $\Theta(t)$ en el segundo.

Para una tensión de la forma $\sigma(z, t) = Z(z)\delta(t)$ la ec. (3.28) resulta

$$u(z, t) = - \sum_n \frac{u_n(z)}{\omega_n} \sin(\omega_n t) \left[-u_n(z')Z(z')|_0^L + \int_0^L Z(z') \frac{\partial u_n(z')}{\partial z'} dz' \right], \quad (3.29)$$

donde se observa la dependencia senoidal de $u(z, t)$, característica de los mecanismos impulsivos.

Para una tensión de la forma $\sigma(z, t) = Z(z)\Theta(t)$ la ec. (3.28) resulta

$$u(z, t) = - \sum_n \frac{u_n(z)}{\omega_n^2} [1 - \cos(\omega_n t)] \left[-u_n(z')Z(z')|_0^L + \int_0^L Z(z') \frac{\partial u_n(z')}{\partial z'} dz' \right]. \quad (3.30)$$

El campo de desplazamientos generado puede reescribirse entonces de la siguiente forma [108]:

$$u(z, t) = \sum_n G(\omega_n) u_n(z) \Phi(\omega_n, t), \quad (3.31)$$

con

$$\Phi(\omega_n, t) = \begin{cases} \sin(\omega_n t) & ; \text{ mecanismo impulsivo} \\ 1 - \cos(\omega_n t) & ; \text{ mecanismo displacivo} \end{cases} \quad (3.32)$$

y

$$G(\omega_n) = \frac{1}{\omega_n^\alpha} \left[-u_n(z')Z(z') \Big|_0^L + \int_0^L \frac{\partial u_n(z')}{\partial z'} Z(z') dz' \right], \quad (3.33)$$

donde $\alpha = 1$ para el caso impulsivo y $\alpha = 2$ para el caso displacivo. A la función $G(\omega_n)$ la llamaremos “función de generación”, ya que indica la amplitud con la que cada modo normal es excitado por el pulso de bombeo.

Finalmente, especificaremos la distribución espacial de la tensión. Dependiendo del mecanismo y estructura involucrados, $Z(z)$ puede tomar dos formas. Si el mecanismo es impulsivo o los electrones excitados no tienen suficiente movilidad:

$$Z(z) = K(z)|E(z)|^2, \quad (3.34)$$

mientras que si el mecanismo es displacivo y además los electrones poseen gran movilidad:

$$Z(z) = \frac{1}{d_j} \int_0^{d_j} K(z')|E(z')|^2 dz', \quad (3.35)$$

donde d_j es el espesor de la capa j correspondiente a la posición z en la muestra. Como usualmente $K(z)$ es constante dentro de cada material, la expresión anterior es equivalente a

$$Z(z) = K_j \langle |E_j(z')|^2 \rangle, \quad (3.36)$$

donde $\langle |E_j(z')|^2 \rangle$ es el valor medio del módulo cuadrado del campo eléctrico dentro de la capa j , y K_j la constante de generación de la misma.

Para el caso de la cavidad optomecánica estudiada, y en las condiciones experimentales utilizadas, el mecanismo dominante es el potencial de deformación y los electrones poseen una elevada movilidad, por lo que se cumple la ec. (3.36). Además, se cumple que

$$K_j = \begin{cases} K & , \quad \text{GaAs} \\ \sim 0 & , \quad \text{resto} \end{cases}. \quad (3.37)$$

Por lo tanto, la ec. (3.33) queda de la forma

$$G_d(\omega_n) = \frac{K}{\omega_n^2} [u_n(z_{cav} + d_{cav}) - u_n(z_{cav})] \langle |E_{cav}|^2 \rangle, \quad (3.38)$$

donde z_{cav} es la posición donde comienza el espaciador de GaAs y d_{cav} es su espesor. Nótese que para el caso de modos acústicos impares respecto del centro del espaciador, esta ecuación se anula, mientras que si los modos son pares, es máxima. Asimismo, la dependencia inversa con el cuadrado de la frecuencia angular favorece los modos de menor energía. Si bien los modos que no anulan esta expresión son muchos, hay algunos que poseen amplitudes especialmente grandes en las interfaces del espaciador

(modos tipo fuelle), y son los que generaremos más fuertemente. Estos son los modos acústicos de cavidad. Si el mecanismo dominante fuera de tipo impulsivo, la función de generación tomaría la forma

$$G_i(\omega_n) = \frac{K}{\omega_n} \int_{z_{cav}}^{z_{cav}+d_{cav}} \frac{\partial u_n(z')}{\partial z'} |E(z')|^2 dz'. \quad (3.39)$$

En la fig. 3.4 se presenta la función de generación calculada para la cavidad optomecánica

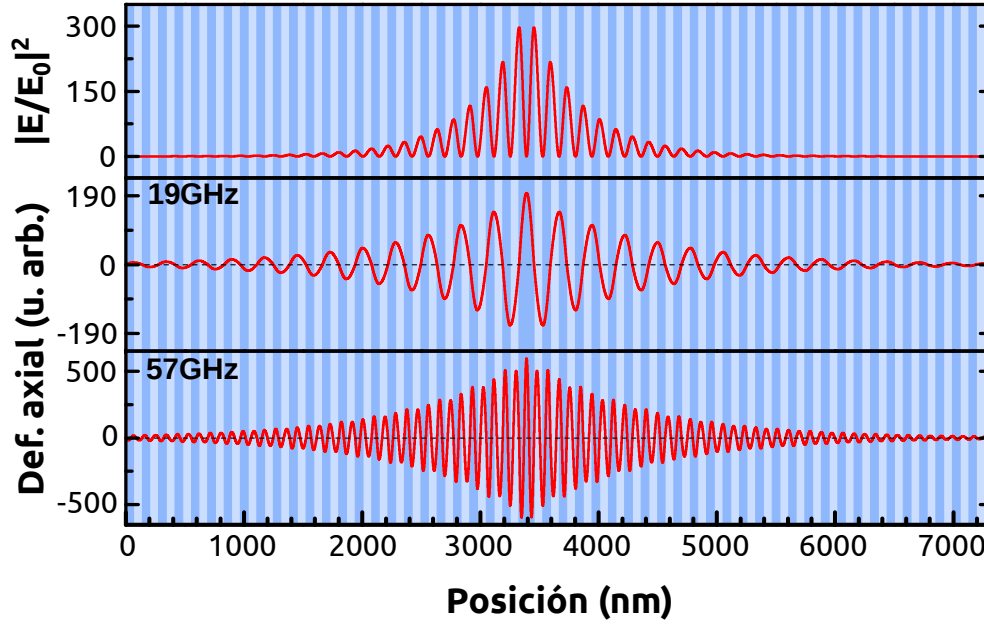


Figura 3.6: Modo óptico de cavidad y primeros dos modos acústicos de cavidad del resonador optomecánico plano. Se grafica la derivada del desplazamiento para que sea más claro cómo la integral en la ec. (3.39) se ve favorecida para el segundo modo.

ca plana, tomando el caso en que el mecanismo dominante es displacivo y considerando que la difusión axial de los portadores genera un perfil de generación homogéneo dentro del espaciador. En la fig. 3.5, por otro lado, se presenta la función de generación para la misma estructura pero con un mecanismo dominante de tipo impulsivo. Para el primer caso, se observa que el modo de menor energía (~ 19 GHz) es el que se genera más eficientemente. Esto se entiende teniendo en cuenta que de todos los modos acústicos de cavidad este es el que mejor se solapa con una excitación homogénea en el espaciador. Para el caso impulsivo, en cambio, como la excitación tiene la forma del módulo cuadrado del campo eléctrico, el modo que mejor se acopla es el segundo (~ 57 GHz) modo (ver fig. 3.6).

3.2.3. Mecanismos de detección

La detección óptica de fonones acústicos se basa en la perturbación que generan estos sobre el tensor dieléctrico de los materiales que componen la estructura estudiada.

En un material isótropo y homogéneo, el pulso de excitación genera un cambio de la forma

$$\epsilon(z, t) = \epsilon_h + \Delta\epsilon_h(z, t) + \Delta\epsilon_n(z, t), \quad (3.40)$$

donde ϵ_h es la constante dieléctrica del material en reposo, $\Delta\epsilon_h(z, t)$ es el cambio de origen térmico y electrónico, y $\Delta\epsilon_n(z, t)$ es el cambio generado en la posición z debido a las vibraciones presentes. En general $\Delta\epsilon_h \gg \Delta\epsilon_n$, y su dependencia temporal es muy diferente, pudiendo aproximarse como $\Theta(t)e^{-\frac{t}{\tau_h}}$, mientras que los fonones poseen una dependencia del tipo $e^{i\omega_n t - \frac{t}{\tau_n}}$. La perturbación de origen fonónico tiene dos contribuciones distintas, una debida al mecanismo fotoelástico, y otra debida al movimiento que generan las vibraciones sobre las interfaces (o lo que es equivalente, sobre el espesor de las capas) [109]. El primero consiste en la modulación de los estados electrónicos por la presencia de los fonones en el medio. La constante dieléctrica cambia en este caso de la siguiente forma :

$$\Delta\epsilon_{fe}(z, t) = p(z)\varsigma(z, t), \quad (3.41)$$

donde $\varsigma(z, t) = \frac{\partial u(z, t)}{\partial z}$ es la deformación axial debida a todos los modos presentes y $p(z)$ es la constante fotoelástica en la posición z . Por otro lado, el cambio en la posición de las interfaces de la heteroestructura debido a la presencia de las vibraciones cambia las condiciones de contorno que debe cumplir el campo electromagnético. El cambio en la constante dieléctrica debido a este mecanismo puede representarse como

$$\Delta\epsilon_{if}(z, t) = \begin{cases} \epsilon_h^j - \epsilon_h^{j+1} & ; \quad u(z_j) > 0 \quad , \quad z_j < z < z_j + u(z_j) \\ \epsilon_h^{j+1} - \epsilon_h^j & ; \quad u(z_j) < 0 \quad , \quad z_j + u(z_j) < z < z_j \quad , \\ 0 & ; \quad u(z_j) = 0 \end{cases} \quad (3.42)$$

donde $u(z_j)$ es el desplazamiento de la interfaz j , y ϵ_h^j es la permitividad del material correspondiente a la capa j . Esta relación simplemente dice que al moverse una interfaz la zona que antes estaba ocupada por un material, pasa a estar ocupada por el otro.

3.2.4. Función de detección en una cavidad óptica

De forma análoga a como definimos una función de generación para estimar la eficiencia con la cual es posible excitar los modos naturales de vibración en nuestra estructura, ahora definiremos una “función de detección” para estimar la eficiencia con la cual es posible sensor los modos acústicos generados. Para calcular la intensidad del campo electromagnético reflejado por la muestra, debemos resolver la ecuación de onda derivada de las ecuaciones de Maxwell

$$\nabla^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) - \nabla \cdot (\nabla \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)) = \mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{D}(\mathbf{r}, t). \quad (3.43)$$

Considerando el caso de una única onda plana, se puede omitir la dependencia temporal del campo electromagnético. Si suponemos además que no hay efectos no lineales en juego y que los materiales son homogéneos e isotrópicos, $\mathbf{D} = \epsilon_0 \epsilon(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}$, donde ϵ_0 es la permitividad del vacío y $\epsilon(\mathbf{r}, t)$ la permitividad relativa de la estructura. La ec. (3.43) queda entonces

$$(\nabla^2 - \nabla \cdot \nabla + k^2 \epsilon(\mathbf{r}, t)) \mathbf{E}(\mathbf{r}) = 0, \quad (3.44)$$

donde $k = \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} \omega = \frac{\omega}{c}$ es el módulo del vector de onda de la luz en el vacío. Aquí hemos supuesto además que $\frac{\partial \epsilon}{\partial t} \sim 0$. Esta aproximación se fundamenta en que los cambios en la permitividad tendrán tiempos característicos mucho mayores a las oscilaciones del campo eléctrico, por lo que se pueden considerar cuasiestáticos [109]. Adicionalmente, supondremos que el tamaño lateral del área irradiada es mucho mayor al tamaño vertical de la muestra, por lo que todas las dependencias serán en la dirección $\hat{\mathbf{z}}$, paralela al crecimiento de la muestra. Por lo tanto, podemos suponer que $\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}(z)$. Finalmente, si consideramos sólo una componente de la polarización e incidencia normal a la estructura, la ec. (3.44) se reduce a

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \epsilon(z, t) \right) E(z) = 0. \quad (3.45)$$

Para resolver esta ecuación emplearemos nuevamente el método de la función de Green para sistemas perturbados. Este supone conocida la solución a la ecuación para el sistema sin perturbar, o solución homogénea $E_h(z)$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \epsilon_h(z) \right) E_h(z) = 0 \quad (3.46)$$

y para la función de Green $g(z, z')$ definida por la ecuación

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \epsilon_h(z) \right) g(z, z') = -\delta(z - z') \quad (3.47)$$

donde $E_h(z)$ y $g(z, z')$ deben satisfacer las mismas condiciones de borde en cada interfaz. $E_h(z)$ se calcula por el método de las matrices de transferencia. La solución a la ec. (3.46) para la capa j es

$$E_h(z) = A_j e^{ik_j z} + B_j e^{-ik_j z} \quad (3.48)$$

y la función de Green necesaria para el cálculo de $E(z)$ tiene la forma

$$g(z, z') = \frac{i}{2k_0 A_0} e^{-ik_0 z} E_h(z') \quad , \quad z' > z > 0. \quad (3.49)$$

Para más detalles de cómo es el procedimiento para la obtención de la función de Green ver Ref.[106, 109].

Si se expresa la ec. (3.45) de la siguiente forma:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 \epsilon_h(z) \right) E(z) = -k^2 \Delta \epsilon(z, t) E(z) \quad (3.50)$$

es claro que el término $-k^2 \Delta \epsilon(z, t) E(z)$ es el término fuente. Entonces, el campo eléctrico perturbado puede expresarse como

$$E(z) = E_h(z) + \int_{-\infty}^{\infty} k^2 \Delta \epsilon(z', t) E(z') g(z, z') dz' \quad (3.51)$$

Si se expande el campo eléctrico en serie

$$E(z) = E_h(z) + E_1(z) + \dots \quad (3.52)$$

obtenemos

$$E(z) = E_h(z) + \int_{-\infty}^{\infty} k^2 \Delta \epsilon(z', t) E_h(z') g(z, z') dz' + \int_{-\infty}^{\infty} k^2 \Delta \epsilon(z', t) E_1(z') g(z, z') dz' + \dots \quad (3.53)$$

Teniendo en cuenta que

$$E_1(z') = \int_{-\infty}^{\infty} k^2 \Delta \epsilon(z'', t) E_h(z'') g(z', z'') dz'' \quad (3.54)$$

llegamos finalmente a que el campo eléctrico exacto está dado por

$$\begin{aligned} E(z) = & E_h(z) + \int_{-\infty}^{\infty} k^2 \Delta \epsilon(z', t) E_h(z') g(z, z') dz' + \\ & + \int_{-\infty}^{\infty} k^2 \Delta \epsilon(z', t) \left[\int_{-\infty}^{\infty} k^2 \Delta \epsilon(z'', t) E_h(z'') g(z', z'') dz'' \right] g(z, z') dz' + \\ & + \dots \end{aligned} \quad (3.55)$$

Para el caso de interés de este trabajo, $\Delta \epsilon \ll \epsilon_h$ así que podemos quedarnos sólo con la perturbación a primer orden. Reemplazando la ec. (3.49) en la ec. (3.55) queda entonces

$$E(z) = E_h(z) + \frac{ik^2 e^{-ik_0 z}}{2k_0 A_0} \int_0^{L_z} \Delta \epsilon(z', t) [E_h(z')]^2 dz', \quad (3.56)$$

donde $z = 0$ es el comienzo de la muestra y $z = L_z$ donde comienza el sustrato, considerado infinito. Este resultado es válido sólo para el medio incidente ($z < 0$).

Entonces particularizando la ec. (3.48) para el medio incidente ($j = 0$) se llega a que

$$E(z) = A_0 e^{ik_0 z} + [B_0 + \delta B_0(t)] e^{-ik_0 z}, \quad (3.57)$$

donde

$$\delta B_0(t) = \frac{ik^2}{2k_0 A_0} \int_0^{L_z} \Delta \epsilon(z, t) [E_h(z)]^2 dz. \quad (3.58)$$

Finalmente, podemos calcular la reflectividad (real, no efectiva) de la muestra perturbada

$$R' = \left| \frac{B_0 + \delta B_0(t)}{A_0} \right|^2 = \frac{|B_0|^2 + B_0 \delta B_0^*(t) + B_0^* \delta B_0(t) + |\delta B_0(t)|^2}{|A_0|^2}. \quad (3.59)$$

Este resultado es general y contempla los cambios de origen térmico, electrónico y vibracional. Como estaremos interesados principalmente en los fonones generados, a continuación particularizaremos $\Delta \epsilon$ a este caso. La ec. (3.58) se puede separar entonces en las distintas contribuciones

$$\begin{aligned} \delta B_0(t) &= \frac{ik^2}{2k_0 A_0} \int_0^L [\Delta \epsilon_h(z, t) + \Delta \epsilon_{fe}(z, t) + \Delta \epsilon_{if}(z, t)] [E_h(z)]^2 dz \\ \delta B_0(t) &= \delta B_0^h(t) + \delta B_0^{fe}(t) + \delta B_0^{if}(t), \end{aligned} \quad (3.60)$$

donde los índices fe e if corresponden a las contribuciones fotoelástica y de movimiento de interfaces, respectivamente, y h a la contribución electrónica y térmica. Nos olvidaremos entonces por el momento de δB_0^h y nos concentraremos en los cambios en la reflectividad debidos a los fonones. Recordando las ec. (3.41) y ec. (3.42), podemos reescribir

$$\delta B_0^{fe}(t) = \frac{ik^2}{2k_0 A_0} \int_0^L p(z) \varsigma(z, t) [E_h(z)]^2 dz \quad (3.61)$$

$$\delta B_0^{if}(t) = \frac{ik^2}{2k_0 A_0} \int_0^L \Delta \epsilon_{if}(z, t) [E_h(z)]^2 dz \quad (3.62)$$

donde $\varsigma(z, t) = \frac{\partial u(z, t)}{\partial z}$. En las cercanías de la resonancia electrónica del GaAs, el término (3.61) resulta considerablemente mayor que el término (3.62) [108], por lo que despreciaremos este último. La expresión para $u(z, t)$ fue calculada ya en la ec. (3.31). Reemplazando en la ec. (3.61) queda

$$\delta B_0^{fe}(t) = \sum_n \left[G(\omega_n) \Phi(\omega_n, t) \frac{ik^2}{2k_0 A_0} \int_0^{L_z} p(z) \frac{\partial u_n(z)}{\partial z} [E_h(z)]^2 dz \right], \quad (3.63)$$

donde toda la dependencia temporal quedo en el factor $\Phi(\omega_n, t)$. Si definimos la función

de detección $D(\omega_n)$ como

$$D(\omega_n) = \frac{ik^2}{2k_0A_0} \int_0^{L_z} p(z) \frac{\partial u_n(z)}{\partial z} [E_h(z)]^2 dz, \quad (3.64)$$

la ec. (3.63) queda finalmente de la siguiente forma [108]:

$$\delta B_0^{fe}(t) = \sum_n G(\omega_n) D(\omega_n) \Phi(\omega_n, t). \quad (3.65)$$

Al igual que hicimos para la función de generación, particularizaremos el caso a la cavidad optomecánica plana. La constante fotoelástica en este caso es constante en cada capa y es aproximadamente nula en toda la estructura menos en el espaciador:

$$p(z) = \begin{cases} p_{12} & ; \text{ GaAs} \\ 0 & ; \text{ resto} \end{cases}. \quad (3.66)$$

Si además consideramos que el medio de incidencia es el vacío ($k = k_0$), la ec. (3.64) queda entonces de la forma

$$D(\omega_n) = \frac{ikp_{12}}{2A_0} \int_{z_{cav}}^{z_{cav}+d_{cav}} [E_h(z)]^2 \frac{\partial u_n(z)}{\partial z} dz \quad (3.67)$$

Nótese la similitud de esta expresión con la función de generación obtenida en la

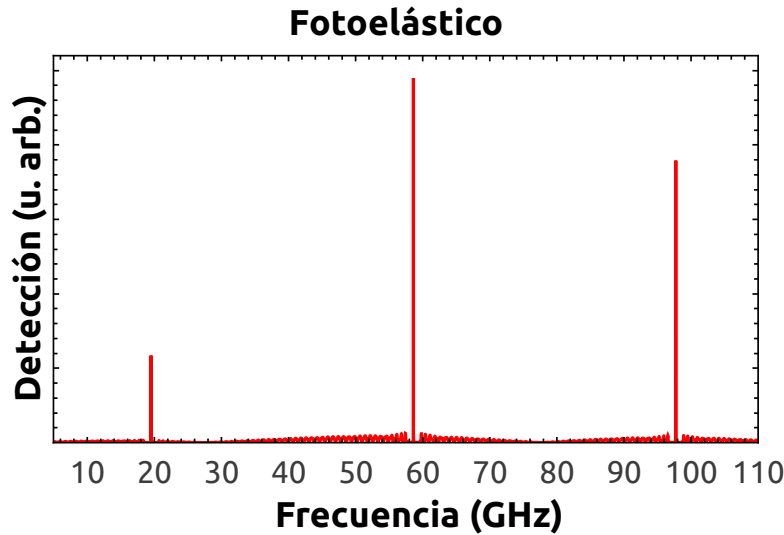


Figura 3.7: Módulo de la función de detección de fonones acústicos en la cavidad optomecánica plana por el mecanismo fotoelástico.

ec. (3.39) para un mecanismo impulsivo. Existe, sin embargo, una ligera diferencia: en vez del módulo cuadrado del campo eléctrico, esta expresión depende del cuadrado del campo. En todo caso, para el caso de cavidades los resultados son equivalentes. En la

fig. 3.7 se muestra el módulo de la función de detección calculada.

Habiendo estimado ya tanto la función de generación como la de detección para el sistema de nuestro interés, es posible calcular la efectividad que presenta esta técnica para el estudio de los modos normales de la estructura propuesta. La misma se define a partir de la ec. (3.65) como el módulo del producto entre las funciones de generación y detección. En la fig. 3.8 se presenta la dependencia obtenida. En la misma se observa un decaimiento en la efectividad de la técnica para estudiar modos acústicos de cavidad de mayor frecuencia en la estructura propuesta. Sólo se incluyeron los tres primeros modos debido a que los órdenes mayores presentan una intensidad despreciable respecto de éstos. Como veremos más adelante, este cálculo describe fielmente los resultados experimentales.

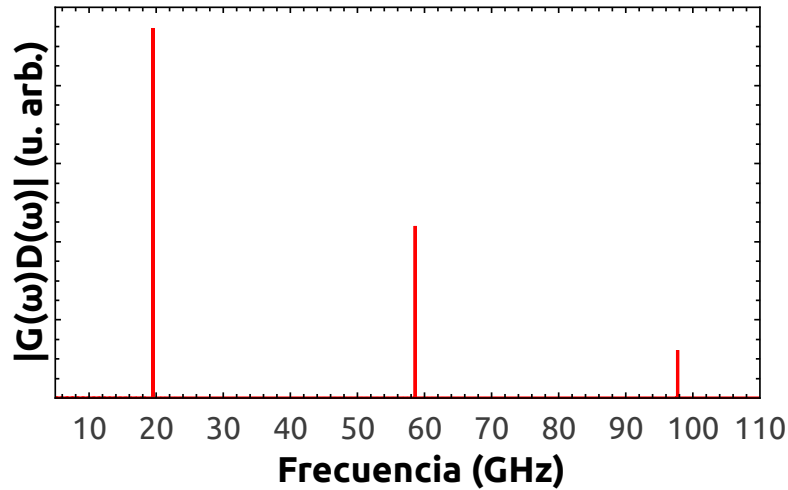


Figura 3.8: Efectividad para el estudio de fonones acústicos en la cavidad optomecánica plana, considerando un mecanismo de generación de tipo displacivo y detección por el mecanismo fotoelástico.

3.2.5. Función de sensibilidad

Hasta ahora, para calcular las funciones de generación y de detección, hemos supuesto la incidencia de una única onda plana y, por lo tanto, el cambio en la reflectividad de la muestra para una longitud de onda determinada. En los experimentos, como ya se explicó, se utilizan pulsos láser, los cuales poseen una cierta distribución espectral. La aproximación utilizada, si se desean estudiar estructuras con patrones en la reflectividad que cambian poco en una distancia espectral del orden de la de los pulsos, es buena. Para las muestras estudiadas en el presente trabajo hay que ir un poco más lejos. Si bien la sensibilidad en función de la frecuencia de los modos normales de la estructura no cambiará cualitativamente, la dependencia con la longitud de onda central del láser sí lo hará. El mayor cambio surge en la detección, por lo que dejaremos de lado, por

ahora, el tema de la generación. Para comprender el concepto, consideremos cómo un modo acústico modifica las propiedades ópticas de la muestra y qué es lo que se mide. Recordemos que lo que estamos estudiando es una muestra que presenta un modo óptico de cavidad, cuya posición y ancho depende del espesor e índice de refracción de las capas de los DBRs y del espaciador. Como vimos en las ec. (3.41) y ec. (3.42), una vibración genera cambios en ambas, por lo que el modo óptico de cavidad se verá afectado consecuentemente. Siendo que este entonces se encuentra modulado por las vibraciones presentes, cuando un pulso con una cierta distribución espectral se refleja en la muestra, el espectro reflejado dependerá de la posición del modo óptico en ese instante. En la fig. 3.9 se esquematiza dicha situación para el caso de que los pulsos posean una distribución Gaussiana y el modo óptico posea un ancho espectral menor que el láser. Recordando lo explicado en la la sección § 3.1.3, debería ser simple entender el mecanismo. La sensibilidad de esta técnica a las perturbaciones en el modo óptico de cavidad es proporcional a la convolución entre el modo óptico de cavidad y la derivada de la distribución espectral del pulso de sondeo. Es decir, si se sintoniza el láser con el modo óptico de cavidad, las vibraciones pueden estar siendo generadas muy eficientemente, pero en la medida en que el modo óptico se encuentre centrado con el láser, donde la derivada es nula, no será posible observarlas. Este factor puede representarse de forma simplificada con lo que llamaremos la función de sensibilidad $S(\lambda_l, t)$. La dependencia de S con el tiempo viene dada por los cambios que sufre la permitividad de los materiales luego de ser excitados por el pulso de bombeo, mientras que la dependencia con la longitud de onda central del láser (λ_l) surge de la desintonización inicial entre el mismo y el modo óptico de cavidad.

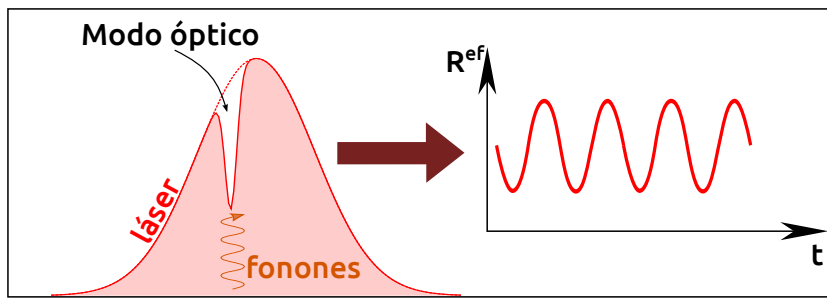


Figura 3.9: Esquema del efecto que tienen las vibraciones de la red cristalina sobre la posición del modo óptico de cavidad, lo que se mide como una oscilación de la reflectividad efectiva R^{ef} .

3.3. Análisis de los datos experimentales

Para facilitar la comprensión de los resultados presentados en este trabajo, mostraremos un ejemplo de una señal obtenida en un experimento de reflectometría ultrarrápida sobre una cavidad optomecánica y el procedimiento seguido para extraer la

información de interés. En un experimento típico se realizan varias mediciones en las mismas condiciones y luego se promedian para mejorar la relación señal/ruido. En la

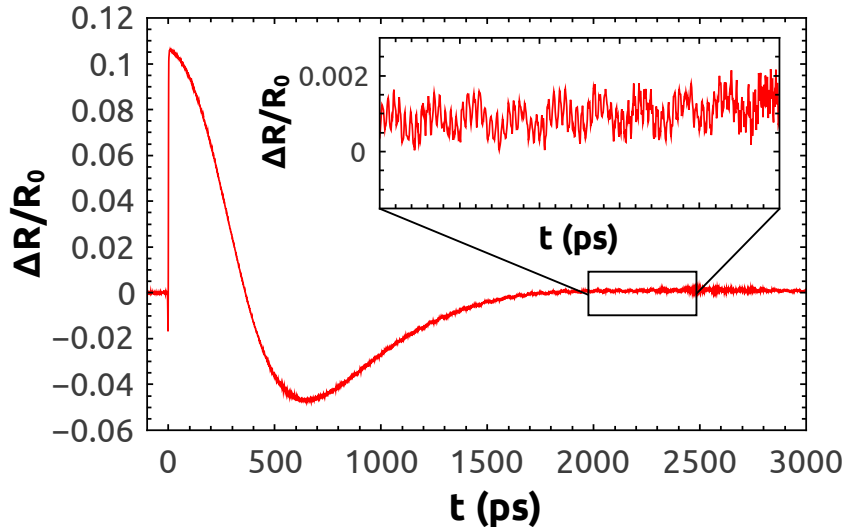


Figura 3.10: Traza temporal típica de reflectometría ultrarrápida de un pilar cuadrado de $3\ \mu\text{m}$. Los cambios térmicos y electrónicos dominan la señal medida; sin embargo, sobre esta envolvente se pueden observar las oscilaciones debidas a las vibraciones coherentes de la red, como se muestra en el recuadro ampliado.

fig. 3.10 se muestra una “traza temporal” obtenida para un pilar cuadrado de $3\ \mu\text{m}$ de lado, con el modo de cavidad inicialmente en una posición espectral de menor energía respecto del láser ($\lambda_{\text{laser}} \approx 882\ \text{nm}$). El tiempo cero marca el momento en que la muestra es excitada por un pulso de bombeo, por lo que antes la misma se encuentra en reposo. Al ser perturbada, la reflectividad de la muestra cambia rápidamente. Esto se debe, como ya hemos explicado, a que el modo óptico de cavidad cambia su posición y ancho espectral debido a la excitación de electrones a la banda de conducción¹⁰. Para energías por debajo de la resonancia electrónica del GaAs, que es donde hemos trabajado espectralmente, el corrimiento inicial del modo ocurre hacia menores longitudes de onda (mayores energías) [96] y la velocidad a la que esto ocurre está relacionada con la respuesta de los electrones al estímulo del pulso de bombeo. La recuperación posterior es más lenta, debido a que los tiempos de relajación y recombinación de los electrones son mayores. Los cambios observados en la reflectividad efectiva de la muestra pueden explicarse a grandes rasgos de la siguiente forma: luego de que el pulso de bombeo excita la muestra, el modo óptico, que se encontraba ligeramente del lado de menores energías respecto del láser, pasa rápidamente al lado de mayores energías, por lo que se observa una disminución inicial en la reflectividad ($\Delta R/R_0 < 0$) seguida por un incremento de la misma ($\Delta R/R_0 > 0$). Luego, al relajar, el modo vuelve a pasar lentamente por la misma zona en dirección opuesta, por lo que se ve una disminución inicial seguida por un ligero incremento hasta volver a la condición de reposo. El mínimo de reflectividad

¹⁰El primer cambio brusco en la reflectividad se suele llamar *salto electrónico* por esta razón.

coincide aproximadamente con la sintonización del modo óptico y el máximo del láser, ya que en esta posición es donde se refleja la menor intensidad total. La razón por la cual la reflectividad mínima observada durante el salto electrónico no coincide con el mínimo durante la recuperación se debe en parte a la falta de resolución temporal y a que ópticamente el salto electrónico, como veremos, tiene una complejidad extra. El recuadro ampliado en la fig. 3.10 muestra cómo las vibraciones generadas por el pulso de excitación modulan la reflectividad de la muestra. Comparando los cambios en la reflectividad debidos a la población electrónica y a los fonones, queda claro que los tiempos de relajación de los electrones y los fonones son diferentes. Si bien la muestra puede haber vuelto a su estado de reposo desde el punto de vista electrónico, los fonones coherentes generados siguen presentes un tiempo mayor.

Para poder determinar exactamente qué modos vibracionales están siendo generados (y detectados) se realiza la transformada de Fourier de la traza medida. Primero, sin embargo, se utiliza un filtro tipo Savitzky-Golay para remover la contribución electrónica al cambio de la reflectividad; el mismo funciona como un filtro pasa altos a partir de ~ 5 GHz. De esta forma, llegamos a una “traza corregida” como la mostrada en negro en la fig. 3.11. La traza roja (“traza filtrada”) corresponde a un único modo vibracional, aislado mediante un filtro espectral pasa banda rectangular, centrado en el modo de ~ 19 GHz. Obsérvese cómo la amplitud de éste modo tiene un comienzo

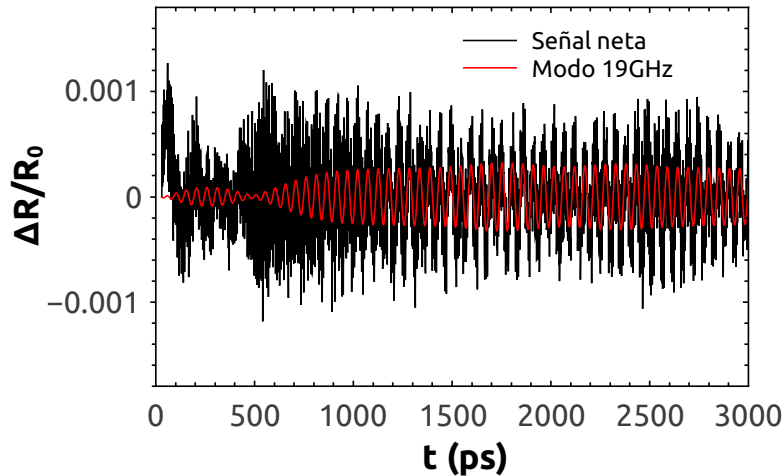


Figura 3.11: Traza temporal correspondiente a un pilar cuadrado de $3\mu\text{m}$ pasada por un filtro de Savitzky-Golay (curva negra) y por un filtro pasabanda que sólo deja la contribución del modo acústico de ~ 19 GHz (curva roja). Sin la contribución electrónica, las oscilaciones son distinguibles más fácilmente.

débil, luego parece apagarse y volver a prenderse, para luego permanecer más o menos constante. Este comportamiento observado no refleja necesariamente una característica intrínseca del modo estudiado, sino que está relacionado también a la función de sensibilidad mencionada anteriormente. Como la posición del modo óptico no es estática

sino que varía en el tiempo, la función de sensibilidad también los hace, dando lugar a este tipo de comportamientos aparentes. El mínimo en la amplitud que se observa en ~ 500 ps corresponde al momento en que el modo óptico de cavidad se encuentra en el máximo del láser, donde la derivada espectral es nula. En esta misma posición se observa un cambio en la fase aparente de la oscilación, debido a que de cada lado de este punto la derivada de la distribución espectral del láser tiene signo opuesto, por lo que la función de sensibilidad cambia de signo.

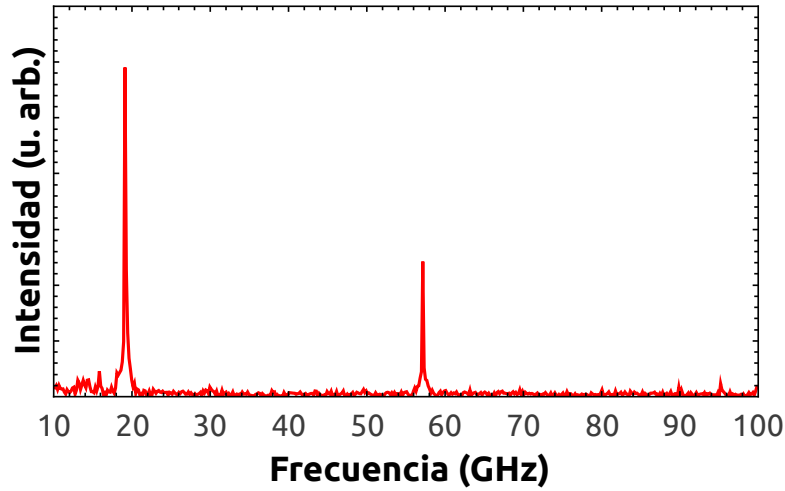


Figura 3.12: Transformada numérica de Fourier de la traza temporal correspondiente a un pilar cuadrado de $3\mu\text{m}$. Los picos que se distinguen en ~ 19 GHz, ~ 57 GHz y ~ 95 GHz corresponden a los tres primeros modos acústicos de cavidad.

Finalmente, en la fig. 3.12 se presenta la transformada de Fourier de la traza corregida. En la misma se distinguen claramente los modos vibracionales presentes, correspondientes a los tres primeros modos acústicos de cavidad, en ~ 19 GHz, ~ 57 GHz y ~ 95 GHz. Habiendo explicado el procedimiento típico seguido para procesar las mediciones crudas, ahondaremos a continuación en el estudio de los resultados obtenidos.

3.4. Cavity optomecánica plana: resultados experimentales

En esta sección mostraremos los resultados obtenidos mediante experimentos de reflectometría ultrarrápida en la muestra plana. Como ya se explicó en la sección § 1.1.2, las muestras estudiadas presentan un gradiente de espesores, lo que permite sintonizar el modo óptico de cavidad dentro de ciertos márgenes con sólo cambiar la posición de incidencia de los haces en la muestra. Esto facilita el estudio de la dependencia de la señal medida en función del grado de sintonización entre el modo óptico, el láser y las resonancias electrónicas existentes en los materiales que componen la muestra. Para

llevar a cabo las mediciones presentadas en la fig. 3.13 y la fig. 3.14 se utilizó el arreglo experimental explicado en la sección § 3.1.1 (configuración macro). En la fig. 3.13 se

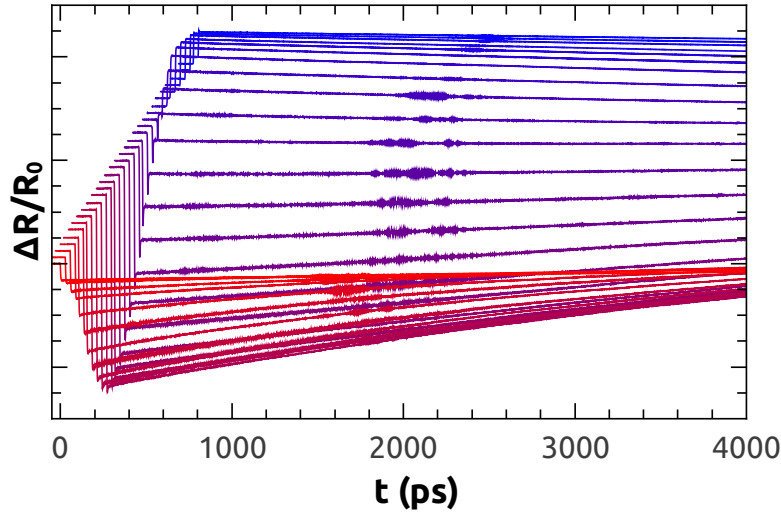


Figura 3.13: Curvas de reflectometría ultrarrápida en función de la posición de incidencia de los haces sobre la muestra plana. Los colores se relacionan con el grado de sintonización entre el modo óptico de sondeo y el láser: azul para cuando la longitud de onda del modo es menor a la del láser, y rojo cuando es mayor. El experimento fue realizado a temperatura ambiente, con la longitud de onda central del láser fija en 881.7 nm. Las curvas se encuentran desplazadas tanto verticalmente como horizontalmente por claridad.

muestran las trazas temporales en función de la posición de incidencia de los haces sobre la muestra con la longitud de onda del láser fija en 881.7 nm ($\lambda_{gap} \sim 872$ nm). El signo del salto electrónico inicial depende de la posición relativa inicial entre el modo óptico de cavidad y el máximo del láser. El cambio en la reflectividad será negativo cuando el modo se acerca al máximo del láser, y positivo cuando se aleja. Como el modo óptico se mueve hacia menores longitudes de onda cuando la muestra es excitada por el pulso de bombeo, cuando el modo se encuentra inicialmente hacia menores longitudes de onda respecto de la longitud de onda central del láser, el salto será siempre positivo. Si se encuentra del otro lado, será negativo si el modo se encuentra lo suficientemente lejos espectralmente como para no pasarse de lado luego de la excitación, o tendrá un cambio negativo seguido de uno positivo. La asimetría que se observa en la amplitud de los saltos positivos respecto de los negativos, que refleja la magnitud del cambio de la longitud de onda central del modo óptico de cavidad, se debe a la forma en que se excita y mide la muestra. Como ya se describió en la sección § 3.1.1, los haces de bombeo y sondeo inciden sobre la muestra con distinto ángulo, por lo que el modo óptico de cavidad que “ven” está en distintas posiciones espectrales. Para este experimento en particular, el haz de bombeo incide con un ángulo mayor al de sondeo, por lo que el modo óptico de excitación se encuentra hacia menores longitudes de onda que el de sondeo. Los ángulos fueron elegidos para que cuando la sintonización entre el pulso de bombeo y el modo óptico sea óptima, el modo “visto” por el pulso de sondeo se

encuentre en una zona de alta derivada espectral, de modo de optimizar la generación y detección simultáneamente. Sin embargo, como veremos más adelante en este capítulo, debido a la dinámica de generación, esta condición no es exactamente la óptima. En la fig. 3.14 se grafica la reflectividad inicial medida por el haz de sondeo (círculos rojos) y la intensidad del modo de ~ 19 GHz en función de la desintonización entre el láser y el modo óptico de cavidad (visto por el pulso de sondeo). Para convertir los valores de posición espacial del modo en posición espectral (y luego en desintonización) se procede de la siguiente forma: se identifica la posición donde el láser y el modo coinciden, y luego, sabiendo que la posición del modo depende de forma aproximadamente lineal con la posición sobre la muestra (y conociendo de mediciones de fotoluminiscencia la pendiente), se determina la posición espectral del mismo. Para precisar cuándo el láser y el modo óptico coinciden se deben observar las señales electrónicas medidas. Como ya explicamos, la forma temporal de las mismas depende de la sintonización con el láser; en el momento en que el salto se vuelve sólo positivo, significa que el modo en reposo se encuentra del lado de mayores energías de la distribución espectral del láser, por lo que, si la discretización de las mediciones es suficiente, se puede aproximar este punto como el momento de sintonización perfecta, o se puede interpolar entre este punto y el anterior. Para el caso de estas mediciones, debido a que se dispone de la medición de la reflectividad efectiva, la selección de este punto puede además realizarse buscando el mínimo en la reflectividad; ambos métodos deben coincidir.

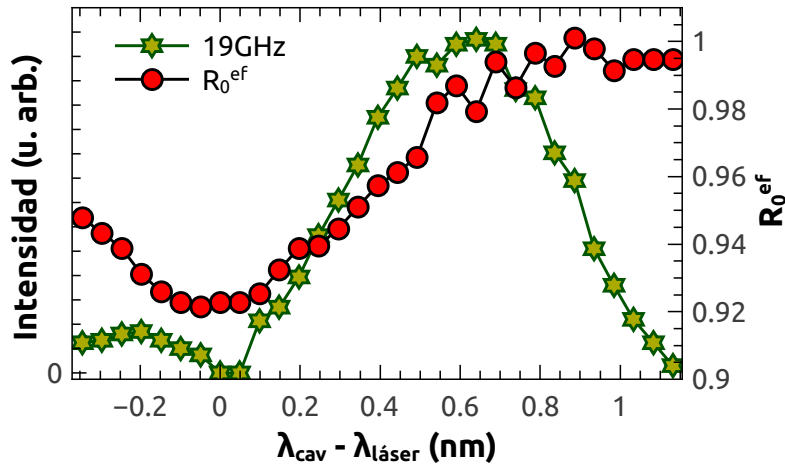


Figura 3.14: Reflectividad efectiva inicial (círculos rojos) e intensidad del modo acústico de cavidad de ~ 19 GHz en función de la desintonización entre el láser y el modo óptico de cavidad correspondiente al pulso de sondeo. El experimento fue realizado sobre la cavidad optomecánica plana a temperatura ambiente, con la longitud de onda central del láser fija en 881.7 nm.

En la fig. 3.14 puede apreciarse que el máximo en la intensidad del modo acústico no se encuentra exactamente en la máxima pendiente de la reflectividad en reposo (R_0^{ef}). Esto se debe a que la función de sensibilidad efectiva no depende de la sintonización inicial, sino del promedio dado por el recorrido del modo durante la medición. Como la

recuperación de la posición de equilibrio del modo óptico es lenta, el modo permanecerá un mayor tiempo sobre la zona de mayor pendiente (mayor sensibilidad instantánea) si la sintonización inicial se encuentra ligeramente desplazada hacia menores energías (desintonización más positiva), lo que dará lugar a una sensibilidad efectiva mayor. Otro detalle importante que surge de la fig. 3.14 es que cuando el modo óptico de sondeo se encuentra sintonizado con el máximo del láser, la señal fonónica disminuye considerablemente. Esto se debe a dos factores: por un lado, el modo de bombeo se encuentra muy desintonizado, por lo que la generación deja de ser eficiente, y, por el otro, el modo óptico de sondeo se encuentra en una zona de baja pendiente¹¹, por lo que la detección es también ineficiente. Debido a su importancia a la hora de interpretar los resultados experimentales, más adelante analizaremos en profundidad la contribución relativa de cada uno de estos factores a la medición.

A continuación presentaremos resultados de mediciones llevadas a cabo sobre la misma muestra, pero utilizando el arreglo de microscopía explicado en la sección § 3.1.2. La principal diferencia cuando se mide con el microscopio, además de la diferencia en la superficie iluminada, es que los haces de bombeo y sondeo inciden con el mismo ángulo¹², el cual es aproximadamente normal a la superficie. Debido a que ambos ven el mismo modo de cavidad, la interpretación de los resultados es un poco más sencilla.

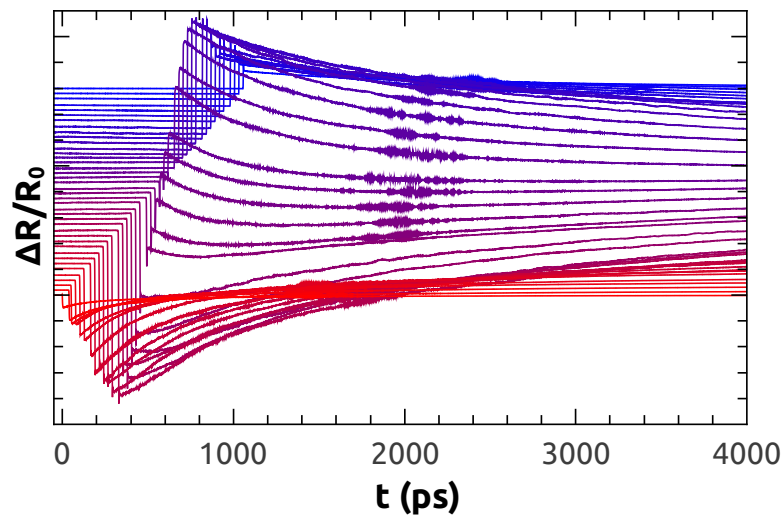


Figura 3.15: Curvas de reflectometría ultrarrápida en función de la posición de incidencia de los haces sobre la muestra plana. Se utilizó el arreglo experimental con resolución microscópica explicado en la sección § 3.1.2. El experimento fue realizado a temperatura ambiente, con la longitud de onda central del láser fija en 882.26 nm. Las curvas se encuentran desplazadas tanto verticalmente como horizontalmente por claridad.

En la fig. 3.15 se presentan los resultados de mediciones nuevamente en función de la

¹¹Debido también a que la excitación no está siendo resonante, el modo óptico se mueve poco y se queda en la zona de baja pendiente.

¹²Misma distribución de ángulos, para ser rigurosos.

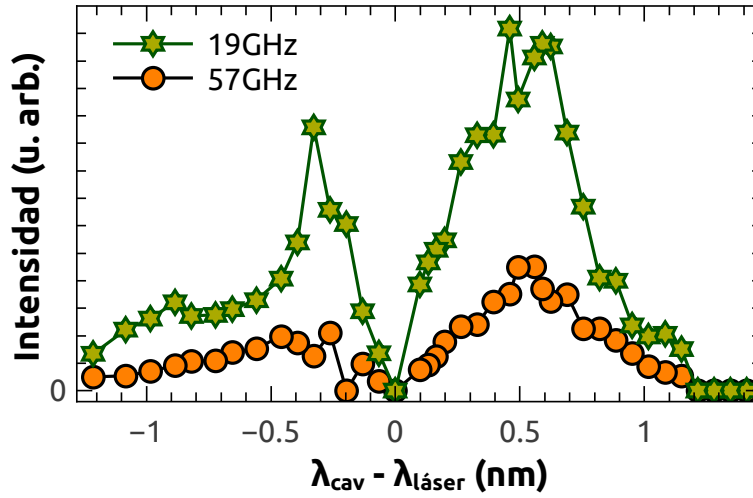


Figura 3.16: Intensidad de los modos acústicos de cavidad de ~ 19 GHz y ~ 57 GHz en función de la desintonización entre el láser y el modo óptico de cavidad. Se utilizó el arreglo experimental con resolución microscópica explicado en la sección § 3.1.2. El experimento fue realizado sobre la muestra plana a temperatura ambiente, con la longitud de onda central del láser fija en 882.26 nm.

posición de incidencia, dejando la longitud de onda del láser fija. Debido a que ahora ambos haces inciden con el mismo ángulo, ya no existe, en principio, una asimetría en la excitación de la muestra respecto de la sintonización. Por esta razón los saltos electrónicos cuando el modo óptico se encuentra en ambos flancos del láser poseen una magnitud similar. En la fig. 3.16 se muestran las intensidades de los dos primeros modos acústicos de cavidad en función de la desintonización. Las señales presentan una mayor simetría respecto de la sintonización en comparación con lo observado en fig. 3.14. Sin embargo, aún puede verse cierta asimetría, que explicaremos en la siguiente sección. Otro detalle importante que se nota al comparar las curvas en las fig. 3.13 y fig. 3.15 es que los tiempos característicos de recuperación del sistema parecen ser más rápidos para las mediciones realizadas con el microscopio. Este punto será abordado también en la próxima sección.

Para modificar la sintonización existe también la alternativa de cambiar la longitud de onda del láser y dejar la muestra fija. Para el caso de una muestra plana, esta estrategia presenta la ventaja de mantener el modo a una distancia fija respecto de la resonancia electrónica del GaAs, lo que es particularmente importante en las cercanías de la misma. Cuando estudiemos los pilares, por otro lado, la importancia de este método será aún mayor, ya que si deseamos estudiar un pilar en particular, no tendremos la libertad de movernos de posición. Por esta razón, llevamos a cabo primero mediciones de este tipo sobre la muestra plana, de forma de poder corroborar la correlación entre las técnicas. En la fig. 3.17 se presentan los resultados. El láser fue sintonizado continuamente entre ~ 881 nm y ~ 884 nm. Debido a que el láser utilizado sólo es estable en

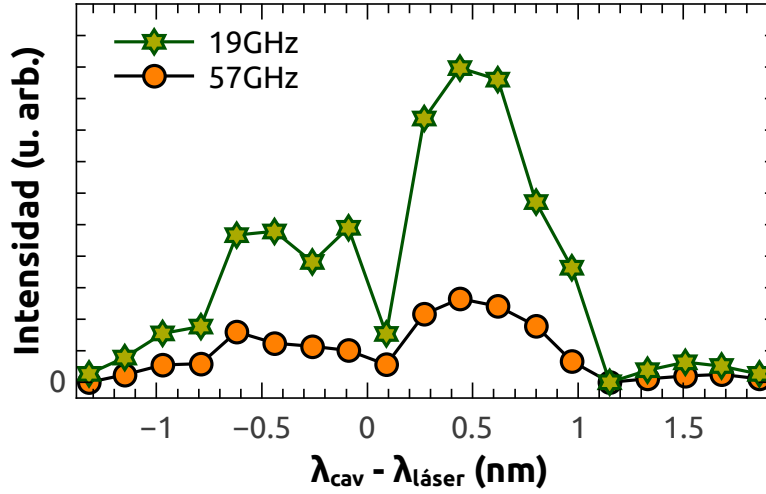


Figura 3.17: Intensidad de los modos acústicos de cavidad de ~ 19 GHz y ~ 57 GHz en función de la desintonización entre el láser y el modo óptico de cavidad. El experimento fue realizado sobre la cavidad optomecánica plana a temperatura ambiente, modificando la longitud de onda central del láser y dejando fija la posición de incidencia sobre la muestra, correspondiente a $\lambda_{cav} \approx 882$ nm.

ciertas posiciones espectrales discretas, el grado de detalle alcanzable por medio de este procedimiento es menor. Sin embargo, es claro que el comportamiento es equivalente al observado en la fig. 3.16.

3.5. Pilares: resultados experimentales

Habiendo caracterizado la técnica y el comportamiento de la muestra plana, pasemos a los resonadores con confinamiento lateral. En primer lugar, recordemos que los pilares fueron obtenidos a partir de una muestra idéntica a la muestra plana estudiada con anterioridad, por lo que también existe un gradiente de espesores. Esto significa que los distintos arreglos de pilares estarán sintonizados en distintas posiciones espectrales. Debemos tener presente además que los modos ópticos de cavidad en los pilares estarán confinados y, por lo tanto, discretizados en energía, dependiendo de sus tamaños laterales y geometrías. En este trabajo nos centraremos mayormente en los pilares de sección cuadrada, aunque los comportamientos son equivalentes para los cilíndricos. En la fig. 3.18 se presentan tres mapeos del plano k , obtenidos por fotoluminiscencia para la muestra plana, para un pilar de $20 \mu\text{m}$ de lado y para uno de $8 \mu\text{m}$; además se muestran dos imágenes tomadas por microscopía electrónica de barrido, una de los arreglos de pilares, otra mostrando el detalle de un único pilar cuadrado de $5 \mu\text{m}$ de lado. En las imágenes del plano k se evidencia que al aumentar el confinamiento (disminuyendo el tamaño lateral) los modos ópticos posibles se espacian más entre sí y además aumentan su distribución angular, lo que se ve como un alargamiento en el

sentido horizontal de la emisión observada. Las elipses blancas representan la distribución angular (debida a la apertura numérica efectiva del microscopio) y espectral de los pulsos láser. Puede verse de esta forma que para una muestra “infinita” se excita (y sensa) un rango continuo de modos, mientras que cuando existe confinamiento lateral los modos a los que se puede acoplar el láser están discretizados, y para un pilar con un tamaño lateral de $8\mu\text{m}$ el láser sólo se puede acoplar al primer y segundo modo confinado. Para pilares de menos de $5\mu\text{m}$ de lado, se puede excitar y sensar sólo el modo óptico fundamental.

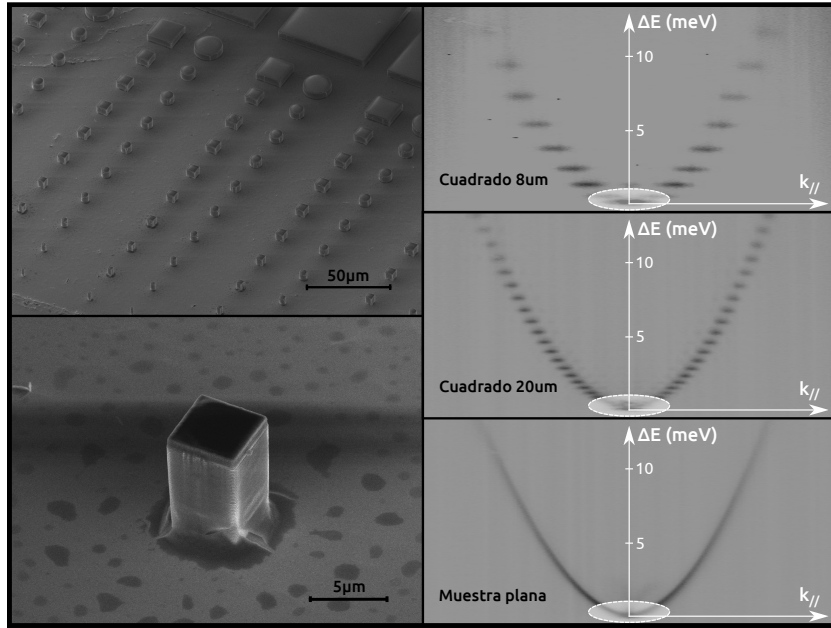


Figura 3.18: En la parte izquierda de esta figura se muestran dos imágenes obtenidas por SEM, una de los arreglos de pilares (superior) y la otra el detalle de un único pilar cuadrado de $5\mu\text{m}$ (inferior). En el lado derecho se presentan tres mapas del plano k , uno correspondiente a la muestra plana (inferior), otro a un pilar cuadrado de $20\mu\text{m}$ (medio) y por último a un pilar cuadrado de $8\mu\text{m}$ (superior). Las elipses blancas representan la distribución espectral y angular de los haces de bombeo y sondeo.

Se realizaron mediciones de reflectometría ultrarrápida en función de la longitud de onda del láser para pilares de sección cuadrada de $2\mu\text{m}$ a $60\mu\text{m}$ de lado. En la fig. 3.19 se presentan las trazas temporales normalizadas. Todas las trazas correspondientes a cada pilar se encuentran agrupadas y con el mismo color. La razón por la cual se eligió presentar los resultados de esta manera es que de esta forma es más evidente la dependencia del tiempo de relajación del sistema electrónico con el tamaño del pilar. En la fig. 3.20 se presentan las trazas obtenidas para la condición de máxima amplitud de vibraciones medidas para cada pilar, corregidas y filtradas mediante un filtro pasa banda entre 5GHz y 100GHz para dejar sólo la contribución vibracional al cambio de reflectividad. La línea punteada gris que aparece en ambas figuras es una guía para la vista que marca la dependencia del tiempo de recuperación característico del modo óptico (τ_e) con el tamaño del pilar.

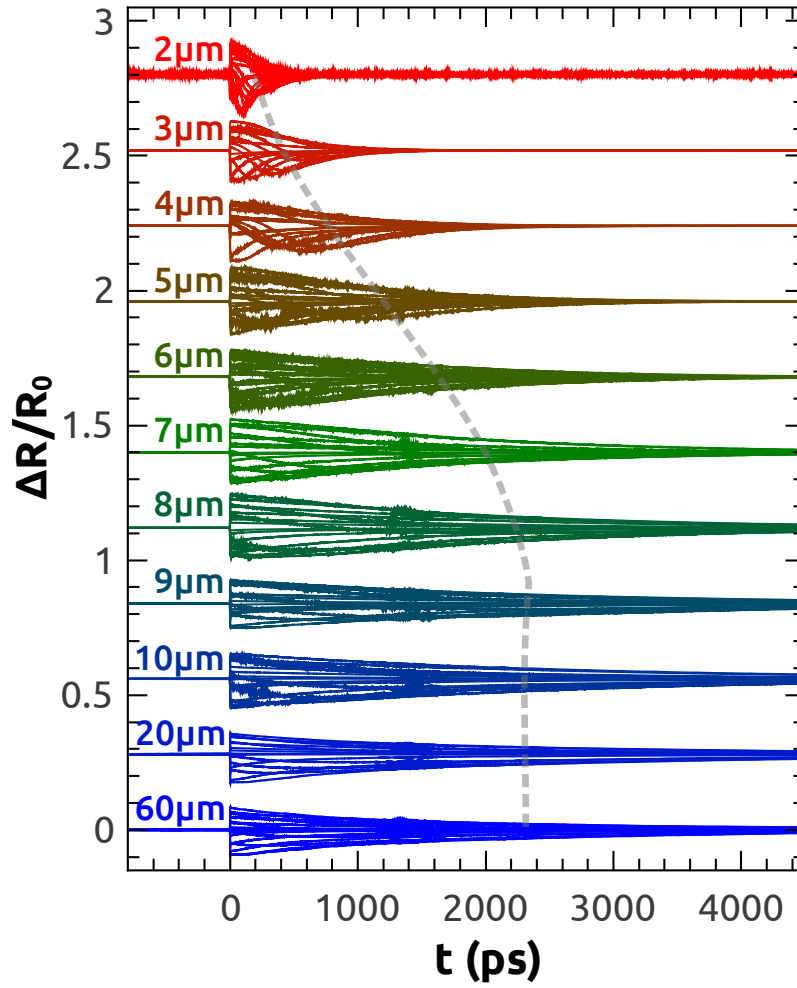


Figura 3.19: Trazas temporales normalizadas y promediadas en función de la longitud de onda del láser para pilares de sección cuadrada de $2\ \mu\text{m}$ a $60\ \mu\text{m}$ de lado. Las curvas correspondientes a cada pilar se encuentran agrupadas y presentan el mismo color. La línea punteada gris es una guía para la vista que marca la dependencia del tiempo de recuperación característico del modo óptico (τ_e) con el tamaño del pilar.

A tiempos negativos, correspondientes a los momentos previos a la excitación de la muestra por el pulso de bombeo, la señal electrónica es despreciable, debido a que la muestra se encuentra aproximadamente en su condición de equilibrio. Una vez excitado un pilar, el tiempo que tarda en recuperar la condición de equilibrio electrónico disminuye para tamaños decrecientes. Este comportamiento se atribuye a la mayor relación superficie/volumen presente en los pilares más pequeños. Recordemos que una vez excitados, los portadores se distribuyen dentro del espaciador de GaAs, por lo que rápidamente entran en contacto con los defectos presentes en las superficies libres [102]. Allí pueden decaer con mayor facilidad, lo que se refleja en la rápida recuperación del estado de equilibrio electrónico. Ahondaremos en este tema en más detalle más adelante.

En la fig. 3.20 se observan cuatro características destacables: i) las vibraciones que se observan a tiempos negativos, ii) las oscilaciones de baja frecuencia y corta duración presentes justo después de la excitación (particularmente visibles para pilares de hasta

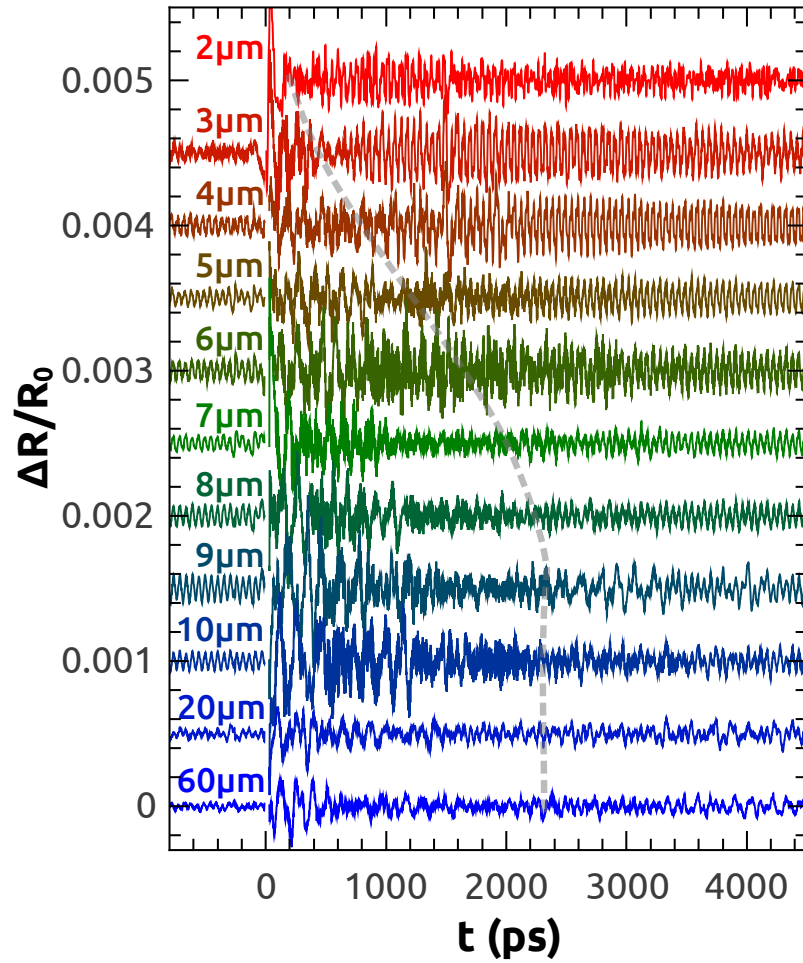


Figura 3.20: Trazas obtenidas para la condición óptima en cada pilar, corregidas y filtradas mediante un filtro pasa banda entre 5 GHz y 100 GHz. La línea punteada gris es una guía para la vista que marca la dependencia del tiempo de recuperación característico del modo óptico (τ_e) con el tamaño del pilar.

10 μm), iii) el tiempo a partir del cual la composición de las perturbaciones observada corresponde únicamente a los modos acústicos de cavidad, y iv) la dependencia de la amplitud máxima de las vibraciones con el tamaño de los pilares.

Respecto de los tiempos negativos, los mismos corresponden en realidad a un tiempo 12.5 ns posterior¹³, producto del pulso de bombeo precedente al estudiado, como ya es explico en el capítulo 1. Comparando la componente electrónica (fig. 3.19) con las componentes vibracionales (fig. 3.20), se observa que incluso si la muestra se encuentra en equilibrio desde el punto de vista electrónico, mecánicamente puede encontrarse aún excitada. Esto podría dar lugar a un efecto de resonancia conocido comúnmente por su nombre en inglés, *resonant driving*. El mismo consiste en el aumento progresivo de una oscilación al ser excitada en fase. Tal vez el caso más conocido y familiar sea el del columpio o hamaca; cualquiera que se haya columpiado alguna vez habrá notado que si los sucesivos empujones no están en fase con la oscilación, la amplitud

¹³Por ejemplo, un tiempo de -1000 ps equivale en realidad a 11500 ps.

de la misma no crece más allá de la amplitud lograda por el primer empujón. De la misma forma, si los pulsos en nuestro experimento fueran resonantes con las vibraciones generadas, las amplitudes observadas serían las debidas a este efecto, y no al producido por un solo pulso. La forma de analizar si esto se da o no efectivamente, es cambiar la frecuencia a la cual se excita la muestra (frecuencia de repetición del láser), es decir, el tiempo transcurrido entre sucesivos pulsos. Hasta donde se pudo comprobar experimentalmente, las amplitudes observadas no se ven afectadas por la frecuencia de repetición del láser. Esto ocurre debido a que los períodos de las vibraciones con las que trabajamos, que son menores a ~ 50 ps, son del orden o menores al error existente en el período de repetición del láser, el cual es de ~ 12.5 ns. Cualquier pequeña diferencia en los tiempos de emisión de los pulsos respecto de la frecuencia establecida anula los efectos de otro pulso del mismo tren y lo que se ve es el promedio al integrar una gran cantidad de pulsos. Comparando detenidamente las señales correspondientes a distintos pilares, se observa que la amplitud de las oscilaciones disminuye con distinta velocidad para cada pilar. Esto significa que la vida media de las vibraciones está cambiando con el confinamiento, algo en lo que también ahondaremos más adelante.

En la fig. 3.20 puede observarse que una vez excitado un pilar, existe un tiempo en el cual el comportamiento de la reflectividad es aparentemente caótico, con oscilaciones de baja frecuencia que no se corresponden con los modos acústicos de cavidad, y que en un determinado punto el sistema se vuelve “estable” y se observan nítidamente sólo las oscilaciones armónicas correspondientes a los modos acústicos de cavidad. Comparando con la fig. 3.19, es evidente que el comportamiento caótico observado se corresponde con los momentos en que la muestra sufre los mayores cambios debidos a los portadores excitados. La razón física por la cual se observa este fenómeno, y su clara relación con el cambio en las propiedades ópticas de la cavidad debidos al sistema electrónico es aún una incógnita.

La amplitud máxima de las vibraciones medidas cambia con el tamaño de pilar. Puntualmente, se observa un aumento de la amplitud al disminuir el tamaño del pilar hasta $3 \mu\text{m}$. Este aumento, como veremos más adelante, tiene que ver con el incremento del acoplamiento optomecánico debido al mayor confinamiento de los modos. El hecho de que el pilar de $2 \mu\text{m}$ no siga esta tendencia, se justifica en el hecho de que la vida media de las vibraciones es tan baja que para cuando se estabiliza el sistema electrónico y se pasa al régimen estable, donde las oscilaciones debidas a los modos de cavidad son más nítidas, la amplitud de las mismas es ya baja.

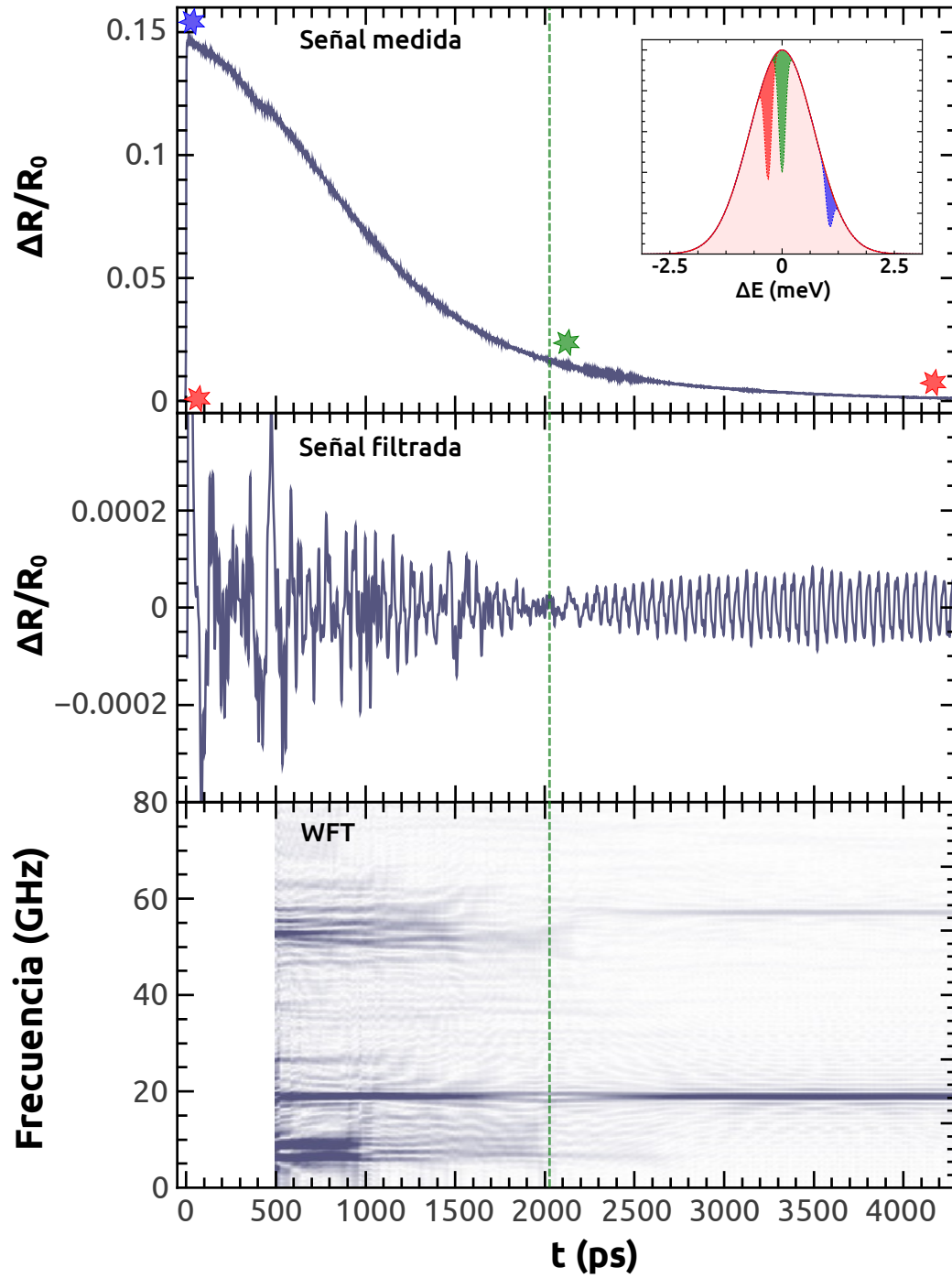


Figura 3.21: En el panel superior se muestra una traza temporal normalizada correspondiente a un pilar cuadrado de $5\ \mu\text{m}$. En el *inset* se esquematiza la posición relativa del modo óptico de cavidad para los distintos tiempos marcados con las estrellas del mismo color. En el panel del medio se presenta la traza filtrada mediante un filtro pasa banda entre 5 GHz y 100 GHz; y en el panel inferior una transformada de Fourier por ventanas de 1000 ps. Las componentes espectrales de corta duración que se observan alrededor de ~ 55 GHz y ~ 15 GHz están relacionadas con las oscilaciones observadas en la zona “caótica” en la fig. 3.20.

Para entender los procesos involucrados luego de que un pulso de bombeo excita un pilar, estudiaremos más detalladamente la respuesta de un pilar cuadrado de $5\mu\text{m}$ de lado¹⁴. En la fig. 3.21 se muestra una traza temporal, junto con la traza corregida mediante un filtro tipo Savitzky-Golay y filtrada espectralmente para remover las componentes de frecuencias por encima de 100 GHz, y la transformada de Fourier por ventanas (WFT, por sus siglas en inglés) de 1000 ps¹⁵. Las estrellas de colores marcan cuatro tiempos característicos, correspondientes a posiciones espectrales relativas entre el modo óptico de cavidad y el láser. Las estrellas rojas marcan la posición de equilibrio del modo (antes de la excitación y pasado el tiempo de relajación), la azul la posición espectral de máximo alejamiento (justo después de que el pulso de bombeo excita la muestra) y la verde el tiempo para el cual el modo se encuentra sintonizado con el láser. La línea de puntos verde es una extensión de este último marcador, para evidenciar el comportamiento de la traza filtrada y la transformada por ventanas en ese tiempo. Como ya se explicó previamente, debido a que la sensibilidad de la técnica a las vibraciones depende de la pendiente de la distribución espectral del láser en la zona donde se encuentra el modo óptico de cavidad, cuando ambos se encuentran sintonizados las perturbaciones generadas en la reflectividad efectiva son tan pequeñas que las vibraciones no pueden ser detectadas. Esto genera el “cuello” observado en la traza filtrada en el tiempo marcado por la línea punteada. En la WFT, esto se refleja como una bifurcación del modo vibracional, debido a un artificio matemático dado por el cambio de fase en la señal generada por la misma vibración cuando el modo óptico pasa por el máximo del láser. Debido a que de un lado y del otro del mismo la pendiente sufre un cambio de signo, la fase de la oscilación en la reflectividad medida sufre un cambio en π [96]. Volviendo a la traza temporal electrónica, nótese que la misma no presenta un mínimo en la reflectividad efectiva en el momento en que el modo óptico se encuentra sintonizado con el láser. Esto no tiene un sentido claro si sólo se tiene en cuenta el desplazamiento del modo óptico de cavidad debido al pulso de bombeo. Para explicar lo observado, es necesario considerar que el modo, además de moverse, aumenta su factor de calidad. Lo que esto significa, es que tanto la parte real como la imaginaria del índice de refracción cambian debido a la excitación. Ahondaremos sobre este tema en el capítulo siguiente.

Volvamos por un momento al tema de la dependencia de la intensidad medida de los modos acústicos con la desintonización entre el modo óptico de cavidad y el láser.

¹⁴El mismo análisis sería válido para cualquier tamaño, pero es más simple en tamaños medios, debido a que el tiempo medio de relajación de portadores es suficientemente largo como para ver sus efectos más claramente, pero suficientemente cortos como para llegar al equilibrio electrónico en tiempos razonables.

¹⁵Una WFT consiste en llevar a cabo una transformada de Fourier tomando sólo una ventana temporal de la medición alrededor de cada tiempo, lo que permite ver cómo cambia el espectro medido en función del tiempo. La desventaja de este método es la baja resolución de los espectros obtenidos, debido a que la misma es inversamente proporcional al ancho temporal de la ventana considerada.

Como ya vimos en las fig. 3.16 y fig. 3.17, existe una asimetría entre la intensidad de las vibraciones observada a desintonizaciones positivas y negativas. Para explicar este comportamiento, utilizaremos los resultados experimentales obtenidos para un pilar de $3\ \mu\text{m}$ de lado. La razón por la cual se eligió este tamaño en particular, es que el confinamiento es suficientemente fuerte como para garantizar que los modos ópticos de orden superior no tienen ninguna influencia sobre las mediciones realizadas, y además el tamaño del pilar es ligeramente inferior al *spot* del láser, lo que facilita centrar el *spot* sobre el pilar y que las mediciones sean más repetibles. Esto convierte a este pilar en el mejor candidato para probar el modelo que presentaremos. Asimismo, nos concentraremos sólo en el modo de $\sim 19\ \text{GHz}$ debido a que es el que presenta mayor amplitud y por lo tanto es menos sensible al ruido. Para simplificar el análisis, separaremos la eficiencia de generación de fonones, dada por la influencia del pulso de bombeo sobre la muestra, de la sensibilidad de la técnica a las oscilaciones en la reflectividad debidas a las vibraciones generadas. La primera, que representaremos mediante una función de generación G , es proporcional al número de portadores fotoexcitados $N(\Delta t)$ (siendo Δt el tiempo total de interacción del pulso de bombeo con la cavidad) durante la interacción del pulso de bombeo con la muestra. La segunda, representada mediante una función de sensibilidad efectiva S , es proporcional al cambio generado en la reflectividad efectiva al mover diferencialmente la posición del modo óptico respecto del láser, como ya fue explicado en la sección § 3.2.5. Para estimar la dependencia de estas funciones con la desintonización entre el láser y el modo óptico de cavidad, llevaremos a cabo algunas aproximaciones. En el cálculo tendremos en cuenta la dinámica temporal del modo óptico de cavidad durante la excitación y durante el relajamiento, así como la dependencia temporal del campo eléctrico dentro de la muestra debido al pulso láser.

Como ya dijimos, la función de generación G será considerada proporcional al número de portadores fotoexcitados, que a su vez será proporcional al corrimiento total sufrido por el modo óptico de cavidad $\Delta\lambda_c(\Delta t) = \Delta\Lambda$ [102], por lo que podemos suponer que:

$$G \propto \Delta\Lambda. \quad (3.68)$$

El número total de portadores excitados por el pulso de bombeo y, por lo tanto, el corrimiento espectral total del modo óptico de cavidad dependerán de la posición espectral inicial del modo óptico (λ_0). Por lo tanto, la función de generación también:

$$G(\lambda_0) \propto \Delta\Lambda(\lambda_0). \quad (3.69)$$

Para calcular esta dependencia, consideraremos un pulso incidente con una distribución gaussiana. Para calcular la amplitud del campo eléctrico dentro del espaciador en función del tiempo ($E(t)$), utilizaremos el método de las matrices de transferencia. El tiempo de respuesta de los electrones al campo eléctrico es del orden de los attose-

gundos [76], por lo que supondremos que su respuesta es instantánea. Los portadores fotoexcitados cambiarán las propiedades ópticas de la muestra, lo que generará el corrimiento espectral del modo óptico de cavidad (estudiado en detalle en el próximo capítulo) de la forma [102]:

$$\Delta\lambda_i(t) \propto \int |\mathcal{E}_i(\mathbf{r})|^2 \mathcal{N}(\mathbf{r}, t) d\mathbf{r} = N(t) \int |\mathcal{E}_i(\mathbf{r})|^2 n(\mathbf{r}) d\mathbf{r} = N(t) I_i, \quad (3.70)$$

donde el subíndice i corresponde al número de modo, $\mathcal{E}_i(\mathbf{r})$ es la distribución espacial del modo óptico i y \mathcal{N} es la dependencia temporal y espacial de la densidad de portadores, que suponemos separable en dos funciones $n(\mathbf{r})$ y $N(t)$. I_i es entonces la integral de superposición entre el modo óptico i y la distribución de portadores. El cambio espectral del modo en un instante dado estará dado entonces por:

$$\frac{\partial\lambda_i(t)}{\partial t} \propto I_i \frac{\partial N(t)}{\partial t} = I_i |E(t)|^2 \frac{N(t) - N_{max}}{N_{max}}, \quad (3.71)$$

siendo $E(t)$ el campo eléctrico debido al pulso de bombeo incidente y N_{max} la máxima densidad de portadores posible, debido a la posible saturación de los estados finales accesibles. En la ec. (3.71) mostramos que el corrimiento del modo de cavidad para un cierto tiempo t es proporcional a la densidad de portadores excitados por el campo eléctrico. Si aplicamos esta misma lógica nuevamente, podemos reescribir la ec. (3.71) como

$$\begin{aligned} \frac{\partial\lambda_i(t)}{\partial t} &= \alpha I_i |E(t)|^2 \frac{\Delta\lambda(t)/I_i - N_{max}}{N_{max}} \\ &= \alpha |E(t)|^2 \frac{\Delta\lambda(t) - \Delta\lambda_{max}}{\Delta\lambda_{max}} \end{aligned} \quad (3.72)$$

donde $\Delta\lambda_{max} = I_i N_{max}$ corresponde al desplazamiento espectral máximo que puede ser experimentado por el modo óptico, si se excitan N_{max} portadores y

$$\Delta\lambda(t) = \lambda(t) - \lambda(0) = \lambda(t) - \lambda_0. \quad (3.73)$$

Finalmente, $E(t)$ depende del acoplamiento entre el campo incidente y el modo óptico, y se puede aproximar como:

$$|E(t)|^2 = I_i |E_{max}(t)|^2, \quad (3.74)$$

donde $E_{max}(t)$ es la dependencia en tiempo de la amplitud del campo eléctrico, para un acoplamiento perfecto con el modo óptico, por lo que sólo depende de la potencia

de incidencia. Reemplazando en la ec. (3.72), llegamos a:

$$\frac{\partial \lambda_i(t)}{\partial t} = \alpha I_i |E_{max}(t)|^2 \frac{\Delta \lambda(t) - \Delta \lambda_{max}}{\Delta \lambda_{max}}, \quad (3.75)$$

e integrando en el tiempo de excitación obtenemos finalmente:

$$\Delta \Lambda(\lambda_0) = \int \alpha I_i |E_{max}(t)|^2 \frac{\Delta \lambda(t) - \Delta \lambda_{max}}{\Delta \lambda_{max}} dt. \quad (3.76)$$

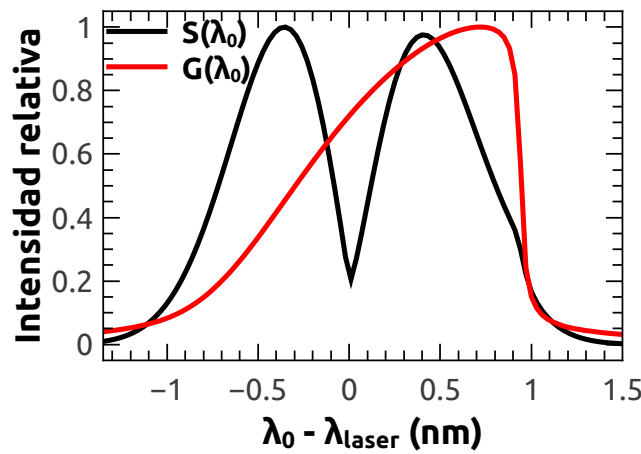


Figura 3.22: Función de generación (G) y función de sensibilidad efectiva (S) según el modelo propuesto.

Resumiendo, las variables que participan en el modelo propuesto son la dependencia temporal del campo electromagnético, dada por la estructura y el pulso láser (ambos conocidos), la constante de proporcionalidad α , la integral de superposición I_i y el máximo cambio posible del modo óptico de cavidad $\Delta \lambda_{max}$. Este valor no necesariamente se alcanza experimentalmente, ya que la excitación depende tanto de la distribución espectral del pulso de bombeo, como de la dinámica temporal del modo óptico. Por ejemplo, si la excitación es inicialmente muy eficiente, el modo óptico pasará rápidamente sobre la región de alta densidad espectral del láser (desintonización del modo ≈ 0), y terminará en una región de densidad espectral baja (desintonización del modo $\ll 0$), donde la excitación se ralentizará significativamente. El cambio más fuerte realmente generado corresponde, en la fig. 3.22, a una desintonización $\lambda_0 - \lambda_{laser} \approx 0.7$ nm (definida por el máximo de la curva roja). Este valor se puede determinar a partir de experimentos espectrales resueltos en tiempo como los que veremos en el capítulo 4, lo que nos permite estimar la dependencia total usando las aproximaciones propuestas. En la fig. 3.22 se muestra en rojo la función de generación normalizada $G(\lambda_0) = \frac{\Delta \Lambda(\lambda_0)}{\Delta \Lambda_{max}}$, siendo 1 para una desintonización óptima. Es evidente una fuerte asimetría, que surge del hecho de que el modo óptico se desplaza a desintonizaciones negativas. Por lo

tanto, si la desintonización inicial es positiva, la interacción entre la cavidad y el láser será más eficiente. Por otro lado, si inicialmente es negativa, tan pronto como el modo cambie de posición espectral, el láser no podrá interactuar más con la cavidad y, por lo tanto, la excitación será más débil.

Habiendo calculado $\Delta\Lambda(\lambda_0)$, podemos conocer la dependencia de la amplitud de las vibraciones generadas con la posición inicial del modo óptico de cavidad $G(\lambda_0)$. Debido a que ambas son proporcionales entre sí, serán idénticas en forma. Por lo tanto, para estimar la intensidad observable resta encontrar la dependencia de la función de sensibilidad efectiva $S(\lambda_0)$. La misma está dada por el promedio durante la medición de la sensibilidad del pulso de sondeo a las vibraciones presentes. Este tema ha sido estudiado en [96] para el límite de una cavidad plana de bajo \mathcal{Q}_{op} , donde el espectro del pulso láser es más angosto que el modo óptico de cavidad. En nuestro caso, los resonadores presentan un elevado \mathcal{Q}_{op} , siendo el modo óptico de cavidad más angosto que el láser. Por lo tanto, aplicaremos la idea inversa, suponiendo que el modo es una delta de Dirac y, por lo tanto, la sensibilidad estará dada por la derivada del espectro del láser en la posición instantánea del modo ($|\frac{\partial g(\lambda')}{\partial \lambda'}|_{\lambda(t)}$). Para llevar a cabo este cálculo, necesitamos conocer la dinámica del modo durante la relajación. Por lo tanto, necesitamos saber la dependencia con λ_0 del desplazamiento total del modo ($\Delta\Lambda(\lambda_0)$), calculado previamente, y el tiempo característico de recuperación del sistema electrónico τ_e , determinado experimentalmente:

$$\lambda(t) = (\lambda_0 + \Delta\Lambda(\lambda_0)) \cdot e^{-\frac{t}{\tau_e}}. \quad (3.77)$$

La función de sensibilidad efectiva se calcula entonces como

$$S(\lambda_0) \propto \int_{t_0}^{t_m} \left| \frac{\partial g(\lambda')}{\partial \lambda'} \right|_{\lambda(t)} dt, \quad (3.78)$$

donde $g(\lambda)$ es la distribución espectral del láser, t_m es el tiempo total de la medición, y t_0 es el tiempo inicial. La curva resultante (normalizada para que su valor máximo sea 1) se presenta en la fig. 3.22 en negro. Su comportamiento es más simétrico en comparación con la eficiencia de generación (rojo), y presenta un mínimo cerca del punto de máxima sintonización inicial, debido a la derivada nula del espectro láser. Se observa también un máximo relativo levemente mayor para la desintonización negativa. Esto se puede entender por el hecho de que durante la recuperación, si la desintonización inicial es positiva, el modo pasará a través de la zona de derivada nula, disminuyendo así la sensibilidad media de la medición.

Finalmente, hemos encontrado las expresiones para la función de generación $G(\lambda_0)$ y la sensibilidad efectiva $S(\lambda_0)$ (fig. 3.22). La intensidad $I(\lambda_0)$ de los modos mecánicos

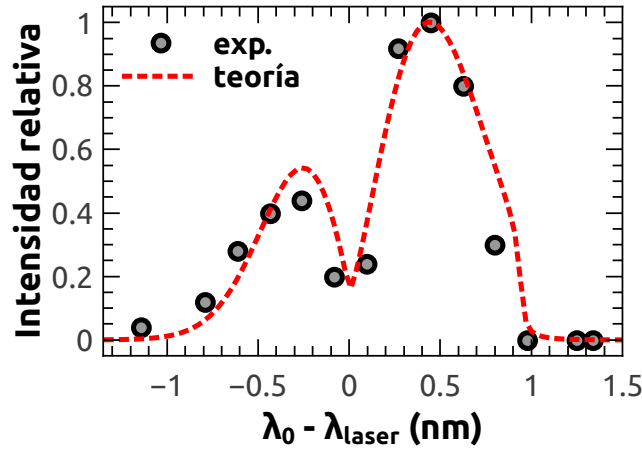


Figura 3.23: Intensidad del modo acústico de cavidad de ~ 19 GHz en función de la desintonización entre el modo óptico y el láser. Los círculos negros son los puntos experimentales, mientras que la línea punteada roja corresponde a la simulación.

observados puede entonces estimarse tomando su producto:

$$I(\lambda_0) \propto G(\lambda_0) \cdot S(\lambda_0). \quad (3.79)$$

En la fig. 3.23 mostramos el resultado final de la simulación para un pilar cuadrado de $3 \mu\text{m}$ de lado, junto con los resultados experimentales. El acuerdo logrado entre teoría y experimento es notable. En particular, se reproducen satisfactoriamente la relación entre los máximos relativos, así como la caída más abrupta para desintonizaciones positivas respecto de las negativas. Por estas razones podemos afirmar que los aspectos generales relativos a los procesos que median la generación y detección de vibraciones en estas estructuras han sido comprendidos y explicados satisfactoriamente.

3.5.1. Pilares: dependencia de la respuesta electrónica con el tamaño

Como vimos, las señales medidas por reflectometría ultrarrápida dependen fuertemente del tamaño lateral de los pilares (L); a continuación ahondaremos en este tema. En primera instancia, abordaremos la dependencia del tiempo característico de relajación del sistema electrónico. En la fig. 3.19 se observa que el tiempo que tarda un pilar en recuperar sus propiedades ópticas iniciales aumenta para pilares de mayor tamaño lateral. Para entender los fenómenos que llevan a este comportamiento fue necesario primero extraer valores numéricos a partir de las mediciones. Para ello se realizaron ajustes numéricos a las trazas de reflectometría diferencial para distintos tamaños laterales. En primer lugar, suponemos que el láser posee una distribución espectral Gaussiana y que el índice de refracción del espaciador cambia bruscamente al

incidir el pulso de bombeo (los DBRs se dejan inalterados), para luego recuperar su valor original lentamente con un tiempo característico τ_e :

$$n(t) = n_0 - \Delta n \cdot \Theta(t) \cdot e^{-\frac{t}{\tau_e}}, \quad (3.80)$$

donde $\Theta(t)$ es la función escalón de Heaviside. Para realizar el ajuste, se calcula la reflectividad de la muestra en función del tiempo por el método de las matrices de transferencia, convolucionando el resultado con el espectro del láser (Gaussiana) para obtener la reflectividad diferencial efectiva para cada tiempo. La traza teórica resultante se compara con la medición correspondiente, y los parámetros se ajustan hasta lograr el acuerdo deseado. De esta forma, derivamos la dependencia temporal del índice

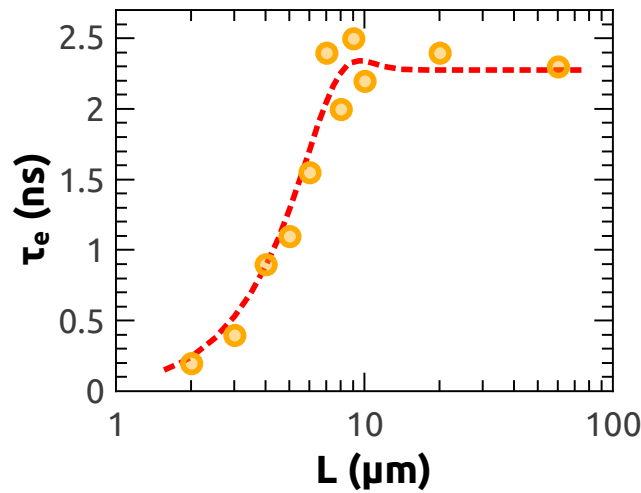


Figura 3.24: Tiempo característico de recuperación del índice de refracción (círculos) junto con los resultados de simulaciones de la dinámica de difusión del sistema electrónico (línea de puntos).

de refracción y, por lo tanto, los tiempos característicos de recuperación del sistema electrónico para cada pilar. Estos se presentan en la fig. 3.24 en función del tamaño lateral (círculos). Se observan dos regímenes bien diferenciados: por debajo de $\sim 10 \mu\text{m}$ se observa una disminución del tiempo característico de recuperación al disminuir el tamaño lateral, mientras que por encima parece mantenerse constante. En la misma figura se presenta una curva teórica obtenida mediante simulaciones (línea punteada roja), teniendo en cuenta la difusión y recombinación de los portadores fotoexcitados. La misma, como se puede apreciar, reproduce fielmente los resultados experimentales. A continuación explicaremos en qué consiste el modelo propuesto; para ello volveremos antes sobre algunos resultados observados en la muestra plana infinita, que nos ayudarán a comprender lo que ocurre en los pilares. En la sección § 3.4 comparamos las mediciones llevadas a cabo con la configuración típica (fig. 3.13) y con el sistema de microscopía (fig. 3.15), y resaltamos un detalle importante: los tiempos de relajación

del sistema electrónico observados dependen de la configuración experimental. Puntualmente, $\tau_e \approx 7$ ns para la configuración normal (“macro”), mientras que $\tau_e \approx 2,3$ ns para el microscopio (“micro”). Este resultado no puede ser explicado teniendo en cuenta sólo la recombinación de los pares electrón-hueco, ya que si éste fuera el único fenómeno involucrado, el tiempo característico observado debería ser el mismo. En lo que respecta a la muestra, el único cambio relevante entre ambas configuraciones es el tamaño de la zona iluminada, tanto por los pulsos de bombeo como de sondeo¹⁶. Debido a que sólo medimos la reflexión especular del haz de sondeo, los únicos cambios relevantes para el experimento son los que ocurren dentro de la zona iluminada por ese haz. Los cambios observados en el índice de refracción ocurren debido a la presencia de portadores excitados en la muestra, por lo que, si los mismos se escapan de la zona sensada, en lo que respecta a la reflectividad será equivalente a que se hubieran recombinado. Cuando enfocamos una zona pequeña de la muestra, los pulsos de bombeo excitan portadores solo en esta zona, los cuales inmediatamente comienzan a difundir lateralmente, escapando de la zona sensada por los pulsos de sondeo. Esto se observa como una recuperación más rápida del índice de refracción. Si la zona iluminada es en cambio suficientemente grande, los efectos de la difusión serán despreciables (ya que la relación circunferencia/área es menor), y los cambios observados serán debidos mayormente a la recombinación de los portadores. Esta conclusión es igual de válida para el caso de los pilares. Sin embargo, los mismos presentan además un límite físico para la difusión de los portadores, dado por los bordes.

En la fig. 3.25 se muestra un esquema de cómo la distribución inicial de portadores rápidamente se distribuye en la dirección de crecimiento¹⁷ y luego siguen difundiendo lateralmente. Un punto importante a tener en cuenta es que los pulsos de sondeo, que sensarán las propiedades ópticas de la muestra, iluminan la misma superficie que los pulsos de bombeo. Debido a esto, serán sensibles particularmente a los cambios que ocurran en ese área. El hecho de que los portadores fotoexcitados difundan fuera de dicha zona tendrá entonces un efecto marcado en las mediciones. Otro factor a tener en cuenta son las superficies laterales de los pilares. Las mismas presentan una mayor concentración de defectos, los cuales son centros preferenciales de recombinación. Las vidas medias de pares e-h en presencia de estos defectos son del orden de algunos pocos ps[102], por lo que, ya que nuestras mediciones duran varios ns, aproximaremos dicha vida media a 0. Esto equivale a decir que la concentración de portadores en las superficies laterales es 0, aproximación que adoptaremos en el cálculo.

Para los cálculos adoptaremos entonces las siguientes hipótesis: a) los portadores se

¹⁶FWHM $\approx 50 \mu\text{m}$ para la configuración macro, frente a FWHM $\approx 4 \mu\text{m}$ para la configuración micro.

¹⁷El eje vertical en la fig. 3.25 no está en escala, por lo que se representa como una difusión más rápida en esa dirección.

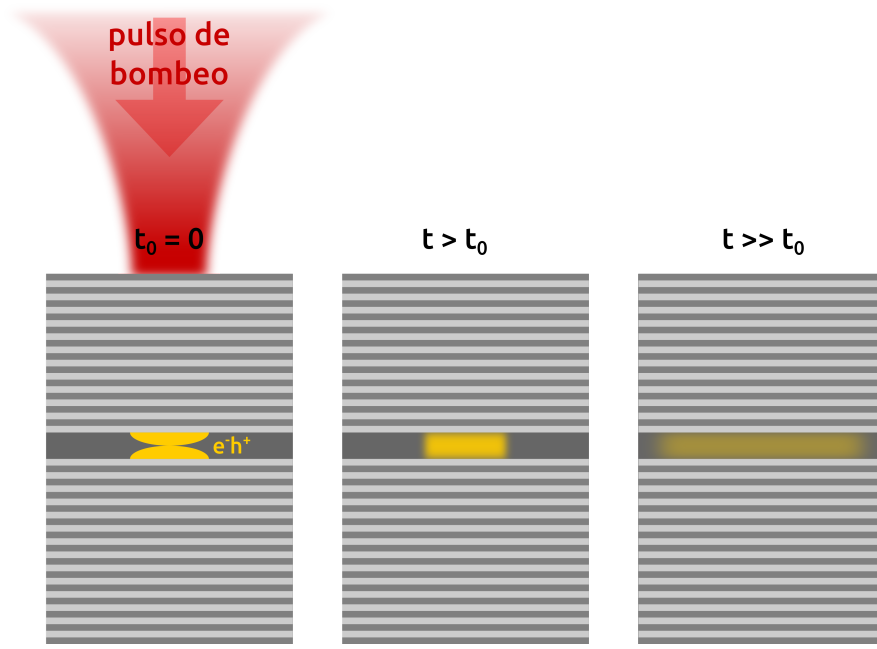


Figura 3.25: Esquema de la distribución de los portadores (pares electrón-hueco) excitados por el pulso de bombeo (izquierda), y su distribución luego de difundir por un tiempo corto (centro) y un tiempo largo (derecha). El eje vertical no está en escala, para facilitar la visualización.

encuentran inicialmente distribuidos lateralmente con una distribución gaussiana dada por el área iluminada por el haz de bombeo:

$$N(x, y, t = 0) = N_0 e^{-\frac{(x^2 + y^2)}{2\sigma_0^2}}, \quad (3.81)$$

donde σ_0 es la desviación estándar inicial de la distribución de portadores; b) la concentración de portadores en las superficies laterales se mantiene constante e igual a 0 (coordenadas referenciadas al centro del pilar):

$$N(\pm \frac{L}{2}, y, t) = N(x, \pm \frac{L}{2}, t) = 0; \quad (3.82)$$

c) el cambio en la posición espectral del modo óptico de cavidad (debido a un cambio en el índice de refracción), es proporcional a la cantidad de portadores dentro del área A iluminada por el haz de sondeo:

$$\Delta\lambda(t) \propto \iint_A N(x, y, t) dx dy. \quad (3.83)$$

Partiendo de estas hipótesis, debemos resolver la ecuación de difusión:

$$\frac{\partial N(x, y, t)}{\partial t} = \alpha_{eh} \left(\frac{\partial^2 N(x, y, t)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 N(x, y, t)}{\partial y^2} \right), \quad (3.84)$$

donde α_{eh} es la constante de difusión de pares e-h en GaAs. Si olvidamos por el

momento las condiciones de borde, la solución a esta ecuación que cumple con las condiciones iniciales propuestas tiene la forma [110]:

$$\begin{cases} N(x, y, t) &= \frac{\sigma_0^2 N_0}{\sigma^2(t)} \cdot e^{-\frac{(x^2+y^2)}{2\sigma^2(t)}} \\ \sigma^2(t) &= \sigma_0^2 + 2\alpha_{eh}t \end{cases}, \quad (3.85)$$

donde $\sigma(t)$ es la dependencia temporal de la desviación estándar de la distribución de portadores. Resolver la ecuación de difusión analíticamente teniendo en cuenta las condiciones de borde no es posible, por lo que usaremos un artilugio muy utilizado en este tipo de problemas. El mismo se basa en forzar la condición requerida mediante imágenes virtuales fuera de la muestra. Mediante este procedimiento se obtiene una solución que cumple con la ec. (3.84), pero no tiene significado físico fuera de la muestra. Esto último no nos representa ningún problema, ya que sólo estamos interesados en la solución dentro de los pilares. La misma toma la forma:

$$N(x, y, t) = \frac{\sigma_0^2 N_0}{\sigma^2(t)} \cdot \left[\sum_{n,m=-\infty}^{\infty} \left(e^{-\frac{(x+2nL)^2+y^2}{2\sigma^2(t)}} + e^{-\frac{x^2+(y+2mL)^2}{2\sigma^2(t)}} - e^{-\frac{((x+(2n-1)L)^2+y^2)}{2\sigma^2(t)}} - e^{-\frac{x^2+(y+(2m-1)L)^2}{2\sigma^2(t)}} - e^{-\frac{(x^2+y^2)}{2\sigma^2(t)}} \right) \right], \quad (3.86)$$

donde los primeros dos términos de la sumatoria son imágenes positivas (por conveniencia matemática se encuentra incluida la distribución real) y los dos siguientes términos son imágenes negativas. El último término es necesario para corregir el hecho de que en la sumatoria se tiene dos veces en cuenta la distribución real ($n = 0$ y $m = 0$). La necesidad de múltiples fuentes virtuales de distinto signo surge de que existen dos bordes por eje, por lo que las imágenes de uno perturban la condición de borde del otro y viceversa, requiriéndose correcciones de mayor orden cada vez ¹⁸.

Además de la difusión debemos tener en cuenta la recombinación en el seno del material. La misma la representaremos mediante una vida media obtenida experimen-

¹⁸Para el caso de un problema con un único borde por eje, se necesitaría sólo una fuente virtual negativa para cada uno.

talmente, $\tau_0 = 7$ ns. La distribución de portadores tendrá entonces la forma final:

$$N(x, y, t) = \frac{\sigma_0^2 N_0}{\sigma^2(t)} \cdot \left[\sum_{n,m=-\infty}^{\infty} \left(e^{-\frac{(x+2nL)^2+y^2}{2\sigma^2(t)}} + e^{-\frac{x^2+(y+2mL)^2}{2\sigma^2(t)}} - e^{-\frac{((x+(2n-1)L)^2+y^2)}{2\sigma^2(t)}} - e^{-\frac{x^2+(y+(2m-1)L)^2}{2\sigma^2(t)}} \right) - e^{-\frac{(x^2+y^2)}{2\sigma^2(t)}} \right] \cdot e^{-\frac{t}{\tau_0}}. \quad (3.87)$$

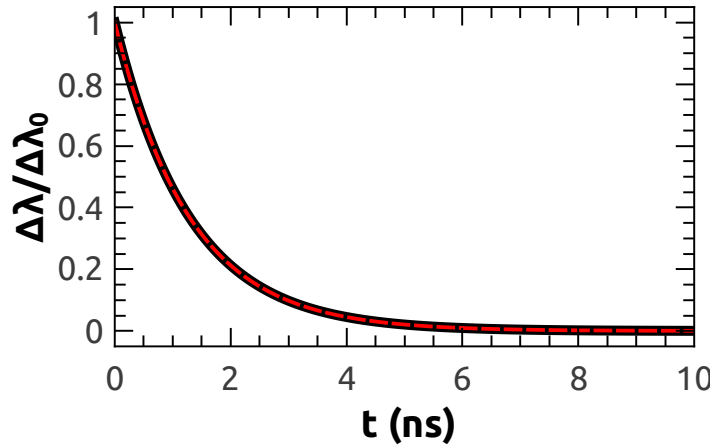


Figura 3.26: Cálculo de la dependencia temporal del modo óptico de cavidad (normalizado por el máximo corrimiento) utilizando la ec. (3.88) (línea gruesa negra) y un ajuste mediante una exponencial decreciente con un tiempo de relajación $\tau \approx 1,3$ ns (línea punteada roja).

Para obtener la dependencia temporal de la posición espectral del modo óptico de cavidad sólo falta reemplazar la ec. (3.87) en la ec. (3.83) e integrar, obteniendo:

$$\Delta\lambda(t) \propto \left[\Gamma\left(\frac{R}{\sqrt{2}\sigma(t)}\right) + \frac{1}{2} \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \cdot \left[\Gamma\left(\frac{nL+R}{\sqrt{2}\sigma(t)}\right) - \Gamma\left(-\frac{nL+R}{\sqrt{2}\sigma(t)}\right) + \Gamma\left(-\frac{nL-R}{\sqrt{2}\sigma(t)}\right) - \Gamma\left(\frac{nL-R}{\sqrt{2}\sigma(t)}\right) \right] \right] \cdot e^{-\frac{t}{\tau_0}}, \quad (3.88)$$

donde R es el radio del área sensada y Γ la función error. Graficando la ec. (3.88) en función del tiempo se obtiene una curva como la presentada en negro en la fig. 3.26. La línea punteada roja es un ajuste con una exponencial decreciente con un tiempo característico $\tau \approx 1,3$ ns. El ejemplo presentado en la fig. 3.26 corresponde a un pilar cuadrado de $5\mu\text{m}$ y del mismo se obtuvo uno de los puntos de curva punteada roja

presentada en la fig. 3.24. Los parámetros utilizados para generar la fig. 3.26 fueron:

$$\left\{ \begin{array}{lcl} L & = & 5\mu\text{m} \\ R & = & 1,7\mu\text{m} \\ \alpha_{eh} & = & 0,8\frac{\mu\text{m}^2}{\text{ns}} \\ \sigma_0 & = & 1,7\mu\text{m} \\ \tau_0 & = & 7\text{ns} \end{array} \right.$$

Aplicando la ec. (3.88) para distintos valores de L (manteniendo el resto de los parámetros invariables) y repitiendo el procedimiento ejemplificado en la fig. 3.26, se obtuvo la curva punteada roja presentada en la fig. 3.24. El acuerdo logrado con los resultados experimentales es muy bueno, teniendo en cuenta lo simple del modelo propuesto. El valor aproximadamente constante de τ_e observado para pilares con $L > 10\mu\text{m}$ está determinado, como en el caso de la muestra plana, por la difusión de pares e-h fuera del área medida. Para tamaños laterales por debajo de $\sim 10\mu\text{m}$, las superficies libres comienzan a jugar un papel más importante. A medida que L disminuye, la distancia que los transportadores deben recorrer para llegar a las superficies libres se acorta. Cuando las mismas están lo suficientemente cerca para que los pares e-h lleguen en un tiempo del mismo orden que el que necesitan para escapar del área medida ($\tau_e \approx 2\text{ns}$), su efecto comienza a ser observable y, por lo tanto, el tiempo de relajación efectiva disminuye. En la zona de transición ($L \approx 10\mu\text{m}$) se observa que los puntos experimentales muestran algo de dispersión y la curva simulada parece tener un máximo. Esta característica surge en una zona donde la curva calculada para la densidad de portadores como función del tiempo no está bien ajustada por un decaimiento exponencial simple. Esto sucede porque para esos valores de L hay un cambio de régimen, como ya mencionamos. Por debajo y por encima de ese punto, la aproximación exponencial es bastante precisa. La importancia del tiempo de recuperación en las mediciones ya se vio en la sección anterior, donde mostramos que la sensibilidad del experimento a las vibraciones medidas está íntimamente relacionado.

3.5.2. Pilares: dependencia de los modos acústicos de cavidad con el tamaño

Habiendo entendido satisfactoriamente el comportamiento observado en la respuesta electrónica y su influencia en la dinámica del modo óptico de cavidad, sigamos ahora con los modos acústicos de cavidad y su acoplamiento con los modos ópticos; y, por lo tanto, su influencia sobre la reflectividad efectiva observada.

Dependencia de la amplitud de los modos acústicos con el confinamiento

En la fig. 3.27 se presentan las amplitudes máximas medidas para los tres primeros modos acústicos de cavidad en pilares de sección cuadrada, en función del tamaño lateral (L). En la misma se observa un fuerte aumento a medida que se reduce el tamaño de los pilares. La dependencia específica sale a la vista al graficar las amplitudes en función de la inversa del tamaño, como se muestra en la fig. 3.28. Allí se puede ver claramente que la amplitud de los modos de ~ 19 GHz y ~ 95 GHz siguen un comportamiento marcadamente lineal con la inversa del tamaño lateral y con similar pendiente, mientras que el modo de ~ 57 GHz presenta dos zonas con el mismo comportamiento, separadas por una zona de transición. Para explicar el comportamiento lineal con $1/L$ observado, debemos tener en cuenta cómo cambian el campo electromagnético y los modos vibracionales al modificar el confinamiento lateral.

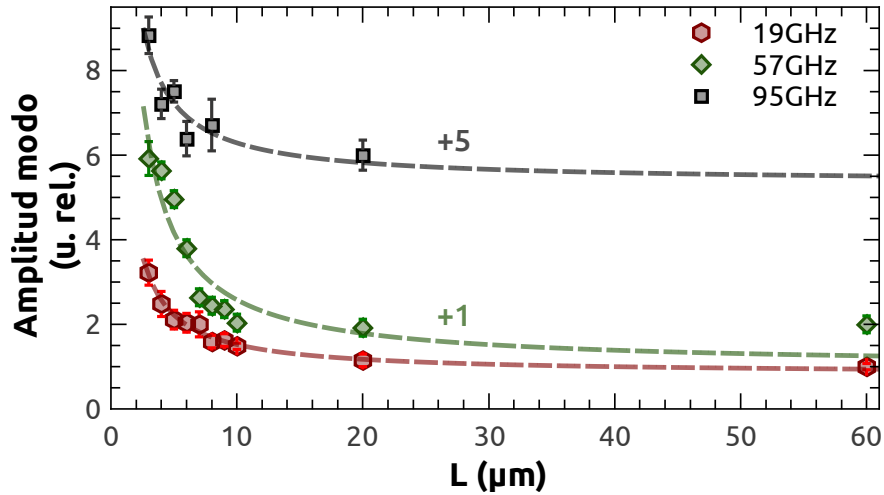


Figura 3.27: Máxima amplitud observada de las oscilaciones en la reflectividad debidas a los tres primeros modos acústicos de cavidad, en función del tamaño lateral. Los puntos correspondientes a los distintos modos se encuentran desplazados verticalmente para mejorar la visualización. Las líneas de trazos son ajustes numéricos a los puntos experimentales.

Siendo la fotoelasticidad el mecanismo de detección dominante [51], podemos estimar la función de detección \mathcal{D} mediante la siguiente integral de superposición [111, 112]:

$$\mathcal{D} = cte \int_V p(z) \varsigma(x, y, z) |E(x, y, z)|^2 dV, \quad (3.89)$$

donde $\varsigma(x, y, z) = \frac{\partial u(x, y, z)}{\partial z}$ es la deformación axial debida a un modo acústico y $p(z)$ es la constante fotoelástica en los diferentes materiales. La ec. (3.89) se toma en forma escalar porque la polarización de las vibraciones se da principalmente en la dirección \hat{z} , lo que significa que la componente del tensor fotoelástico que tiene la mayor influencia en estas estructuras es p_{12} , y podemos por lo tanto ignorar el resto [113].

Supondremos una distribución espacial de los campos de la forma

$$E(x, y, z) = E_0 \cdot e(x, y, z) \quad (3.90)$$

$$\varsigma(x, y, z) = \varsigma_0 \cdot s(x, y, z). \quad (3.91)$$

Para la longitud de onda del láser utilizado, consideraremos $p \neq 0$ solo en el espaciador (de espesor d), ya que el GaAs tiene una transición electrónica mucho más cercana en energía que el resto de las aleaciones presentes en las muestras, y se sabe que p es fuertemente resonante [113]. Entonces, la función de detección puede reescribirse como:

$$\begin{aligned} \mathcal{D} &\propto p \varsigma_0 |E_0|^2 \int_0^L \int_0^L \int_0^d \varsigma(x, y, z) |e(x, y, z)|^2 dx dy dz, \\ \mathcal{D} &\propto p \varsigma_0 |E_0|^2 L^2 d \int_0^1 \int_0^1 \int_0^1 \varsigma(q, v, w) |e(q, v, w)|^2 dq dv dw. \end{aligned} \quad (3.92)$$

Las integrales en la segunda línea de la ec. (3.92) son adimensionales, y como la dependencia funcional de la distribución de los campos no depende del tamaño, estas integrales deben ser constantes. Por lo tanto, llegamos a

$$\mathcal{D} \propto \varsigma_0 |E_0|^2 L^2 \quad (3.93)$$

Para resonadores como los utilizados en este trabajo, la máxima amplitud del campo electromagnético de un modo óptico aumenta como $\frac{1}{\sqrt{V}}$, donde V es el volumen del resonador. Para que esto se cumpla, la energía eléctrica asociada al modo debe ser invariante con el tamaño, lo que equivale a que la cantidad de fotones en dicho modo es la misma. La energía debida al campo eléctrico (ε) puede expresarse de la siguiente forma [114]:

$$\varepsilon = \frac{1}{2} \epsilon_{cav} < |E(x, y, x)|^2 > V = \frac{1}{2} \epsilon_{cav} E_0^2 < |e(x, y, x)|^2 > V, \quad (3.94)$$

donde ϵ_{cav} es la constante dieléctrica efectiva del resonador y $E(x, y, x)$ es el campo eléctrico, que dentro de la cavidad tiene la forma

$$E(x, y, x) = E_0 \cdot e(x, y, z), \quad (3.95)$$

con E_0 la amplitud máxima del campo eléctrico y $e(x, y, z)$ su distribución espacial. La distribución espacial de un modo del resonador sólo cambia con un factor de escala al

cambiar el tamaño del mismo, por lo que su valor medio será invariante con el tamaño:

$$\begin{aligned}
 \langle |e(x, y, x)|^2 \rangle &= \frac{\int_0^{L_x} \int_0^{L_y} \int_0^{L_z} |e(x, y, x)|^2 dx dy dz}{\int_0^{L_x} dx \int_0^{L_y} dy \int_0^{L_z} dz} \\
 &= \frac{\int_0^1 \int_0^1 \int_0^1 |e(u, v, w)|^2 du dv dw}{L_x L_y L_z} \\
 &= \int_0^1 \int_0^1 \int_0^1 |e(u, v, w)|^2 du dv dw = cte.
 \end{aligned} \tag{3.96}$$

Por lo tanto, podemos escribir

$$E_0^2 = \frac{2\varepsilon}{\langle |e(x, y, x)|^2 \rangle \epsilon_{cav} V} = cte \cdot \frac{1}{V}, \tag{3.97}$$

donde finalmente se evidencia que

$$E_0 \propto \frac{1}{\sqrt{V}}. \tag{3.98}$$

Los mismos argumentos son aplicables a las ecuaciones mecánicas, por lo que podemos considerar que la amplitud del campo acústico depende del confinamiento como lo hace el campo electromagnético:

$$\varsigma_0 \propto \frac{1}{\sqrt{V}}. \tag{3.99}$$

Teniendo esto en cuenta, resulta

$$\mathcal{D} \propto \frac{L^2}{V^{3/2}} \sim \frac{1}{L \cdot H_{ef}^{3/2}}, \tag{3.100}$$

donde H_{ef} es la longitud efectiva de confinamiento vertical del modo de cavidad del pilar. Como H_{ef} es una constante, llegamos a que $\mathcal{D} \propto 1/L$, coincidente con los datos experimentales presentados en la fig. 3.28. Sin embargo, hay un detalle con respecto al modo de ~ 57 GHz, que no podemos describir con este modelo. Es evidente en la fig. 3.28 que el modo de ~ 19 GHz y el de ~ 95 GHz siguen bien el ajuste lineal y tienen una pendiente similar, mientras que el modo de ~ 57 GHz no. Parece haber un cambio progresivo alrededor de $L \approx 6 \mu m$, mostrando los datos debajo y por encima de este punto una dependencia con L similar a los otros dos modos. Aunque actualmente no tenemos una explicación definitiva para este comportamiento, especulamos que este modo en particular puede sufrir un cambio configuracional, relacionado con los anticruces discutidos en el capítulo 1, lo que podría afectar el acoplamiento optomecánico [75].

Volviendo a la dependencia de \mathcal{D} obtenida con el modelo propuesto, es importante enfatizar que la integral utilizada para estimarlo [ec. (3.89)] está, de hecho, relacionada

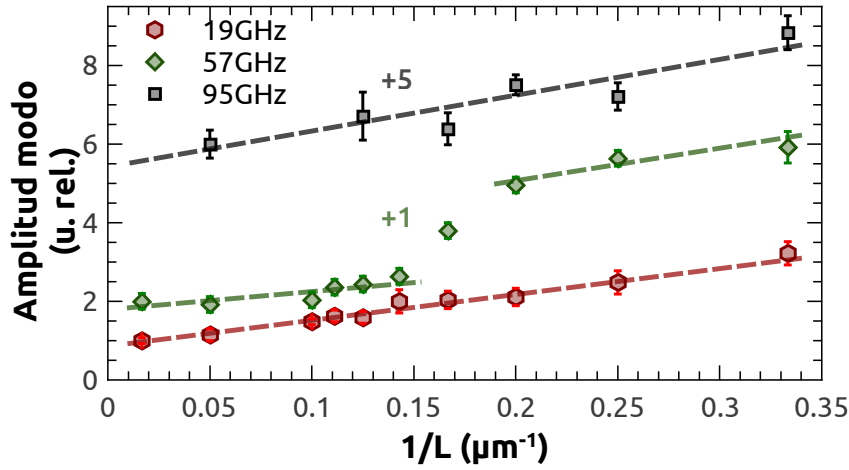


Figura 3.28: Máxima amplitud observada de las oscilaciones en la reflectividad debidas a los tres primeros modos acústicos de cavidad, en función de la inversa del tamaño lateral. Los puntos correspondientes a los distintos modos se encuentran desplazados verticalmente para mejorar la visualización. Las líneas de trazos son ajustes lineales a los puntos experimentales.

al acoplamiento optomecánico de carácter fotoelástico g_0^{ph} [41, 51], que está asociado a fuerzas ópticas electrostrictivas. Este parámetro proporciona la renormalización de la frecuencia óptica debido a la fotoelasticidad, cuando se aplica a la muestra una tensión que varía en el tiempo. Es relevante, por lo tanto, calcular g_0^{ph} como función del tamaño lateral y compararlo con los resultados experimentales. Para ello se realizaron simulaciones por elementos finitos (comsol), considerando en todos los casos pilares circulares, por razones de eficiencia computacional. Además, por completitud, compararemos el acoplamiento fotoelástico con el otro mecanismo involucrado en la respuesta optomecánica del sistema estudiado en este trabajo: el desplazamiento, debido al campo de tensión, de las interfaces entre los materiales dieléctricos que conforman la muestra. La constante de acoplamiento optomecánico correspondiente se conoce como el factor de acoplamiento geométrico g_0^{geo} , y está relacionada con las fuerzas ópticas de presión de radiación [41, 51]. En términos generales, el factor de acoplamiento optomecánico total de un sistema viene dado por:

$$g_0 = -\frac{d\omega_c}{du} x_{\text{zpf}} = -\frac{d\omega_c}{du} \sqrt{\frac{\hbar}{2m_{\text{ef}}\omega_m}}, \quad (3.101)$$

donde ω_c es la frecuencia angular de la resonancia óptica, x_{zpf} es el movimiento de punto cero del oscilador y m_{ef} su masa efectiva [115]. El desplazamiento debido al modo está representado por un campo vectorial $\mathbf{U}(\mathbf{r})$. Este se puede parametrizar como $\mathbf{U}(\mathbf{r}) \rightarrow \mathbf{U}(u_0, \mathbf{r}) = u_0 \mathbf{u}(\mathbf{r})$, donde u_0 es el desplazamiento máximo presente en la muestra. La masa efectiva m_{ef} estará definida de forma que la energía potencial del

sistema real sea igual a la del sistema parametrizado:

$$\frac{1}{2}\omega_m^2 \int \rho(\mathbf{r}) |\mathbf{U}(\mathbf{r})|^2 d\mathbf{r} = \frac{1}{2} m_{\text{ef}} \omega_m^2 u_0^2. \quad (3.102)$$

Esto implica que la masa efectiva estará dada por:

$$m_{\text{ef}} = \frac{\int \rho(\mathbf{r}) |\mathbf{U}(u_0, \mathbf{r})|^2 d\mathbf{r}}{u_0^2} = \int \rho(\mathbf{r}) |\mathbf{u}(\mathbf{r})|^2 d\mathbf{r}, \quad (3.103)$$

donde $\rho(\mathbf{r})$ es la densidad de los materiales que conforman el sistema. Para el modo acústico de cavidad de ~ 19 GHz, el desplazamiento máximo se encuentra en las interfaces entre el espaciador (GaAs) y las capas de $\text{Al}_{0,95}\text{Ga}_{0,05}\text{As}$ más cercanas, y cerca del centro del pilar ($r \rightarrow 0$) [75]. Para comprender la dependencia general de los factores de acoplamiento optomecánicos con el diámetro, nos enfocaremos en los modos polarizados principalmente en la dirección $\hat{\mathbf{z}}$, evitando los anticruces mencionados en el capítulo 1.

Para calcular la contribución geométrica seguimos el análisis de Johnson *et al.* [116] Para las microcavidades descritas en este trabajo, debemos calcular las contribuciones inducidas por las múltiples interfaces, dadas por

$$g_0^{\text{geo}} = \frac{\omega_c}{2} \sum_i \frac{\oint_{A_i} (\mathbf{u} \cdot \hat{\mathbf{n}}) (\Delta\epsilon_i |\mathbf{E}_{\parallel}|^2 - \Delta(\epsilon_i^{-1}) |\epsilon \mathbf{E}_{\perp}|^2) dA_i}{\int \epsilon |\mathbf{E}|^2 dV} \quad (3.104)$$

donde \mathbf{u} es el campo de desplazamiento normalizado, $\hat{\mathbf{n}}$ el versor normal a la interfaz, $\Delta\epsilon_i = \epsilon_{i,izq} - \epsilon_{i,der}$ y $\Delta\epsilon_i^{-1} = \epsilon_{i,izq}^{-1} - \epsilon_{i,der}^{-1}$, \mathbf{E}_{\parallel} es la componente del campo eléctrico paralela a la superficie de la interfaz y \mathbf{E}_{\perp} es el componente normal. El índice i corresponde a las distintas interfaces A_i .

Por otro lado, la contribución fotoelástica al acoplamiento optomecánico se produce debido a la modulación de las propiedades dieléctricas debidas a la deformación (ς). Es decir, $\Delta(\epsilon^{-1})_{ij} = p_{ijkl} \varsigma_{kl}$. La contribución del acoplamiento fotoelástico está dada por

$$g_0^{\text{ph}} = \frac{\omega_c \epsilon_0}{2} \frac{\int n^4 \sum_{i,j,k,l} E_i p_{ijkl} \varsigma_{kl} E_j dV}{\int \epsilon |\mathbf{E}|^2 dV} \quad (3.105)$$

donde $n = n(\mathbf{r})$ es el índice de refracción. De nuevo, consideramos que p_{ijkl} no se anula solo en el espaciador de GaAs. Solo tres componentes de este tensor no son nulas, debido a la simetría cúbica del GaAs. Y como existe una polarización predominantemente en la dirección $\hat{\mathbf{z}}$ de los modos acústicos, resulta que el error inducido al considerar solo p_{12} [113] es de alrededor del 0,1 % de la contribución a g_0^{ph} .

En la fig. 3.29 presentamos g_0^{geo} (escala derecha) y g_0^{ph} (escala izquierda) en función del diámetro del pilar. Al reducir el diámetro de $10 \mu\text{m}$ a $1 \mu\text{m}$, g_0^{geo} aumenta de ~ 6 kHz

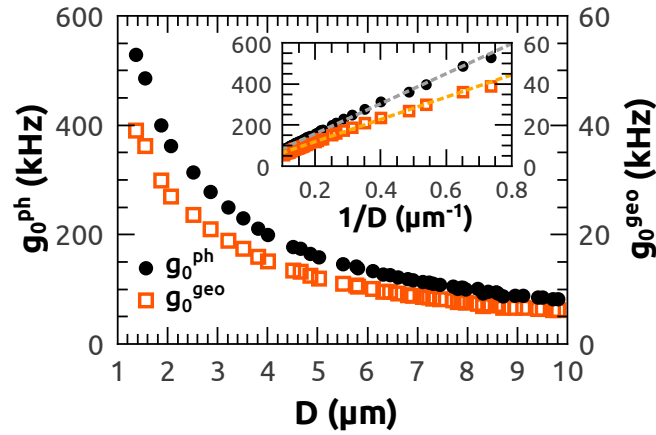


Figura 3.29: Constantes de acoplamiento optomecánico de fotón único de carácter geométrico (g_0^{geo} , escala derecha) y fotelástico (g_0^{ph} , escala izquierda) en función del diámetro del pilar (D). Recuadro: dependencia con $1/D$ para ambas contribuciones. Cálculos realizados por Pablo Sesin [1]. Las líneas punteadas son ajustes lineales.

a ~ 40 kHz. Aunque la dependencia de g_0^{ph} es similar a la de g_0^{geo} , como se esperaba para el GaAs [41, 117], las magnitudes son más de 10 veces mayores, alcanzando valores de ~ 80 kHz a ~ 550 kHz. En el recuadro de la fig. 3.29 graficamos ambas contribuciones en función de $1/D$. Nótese la dependencia lineal con la inversa del diámetro, de acuerdo con la predicción del modelo conceptual más simple explicado anteriormente. Cabe destacar que los cálculos efectuados para g_0^{ph} fueron tomando en cuenta la longitud de onda del láser de ~ 880 nm; debido al carácter resonante del tensor fotoelástico, se espera que este mecanismo sea incluso más fuerte en las cercanías del *gap* del GaAs (~ 872 nm) [51].

Dependencia de la frecuencia de los modos acústicos con el confinamiento

En la fig. 3.30 se presentan los espectros mecánicos correspondientes a los dos primeros modos acústicos de cavidad (círculos unidos con líneas), para tres pilares cuadrados de distinto tamaño lateral: $5\ \mu\text{m}$, $3\ \mu\text{m}$ y $2\ \mu\text{m}$. Los mismos se obtuvieron mediante análisis de Fourier de mediciones de reflectividad diferencial. El detalle más notorio en la fig. 3.30 es el corrimiento en frecuencia visible en ambos modos en el pilar de $2\ \mu\text{m}$, siendo el del modo de ~ 57 GHz considerablemente menor que para el de ~ 19 GHz. Este corrimiento hacia mayores frecuencias se debe al confinamiento lateral de los modos, al igual que ocurre en el caso óptico [71]. La razón por la cual el corrimiento es distinto entre los modos lo explicaremos mediante un modelo basado en el caso óptico [72, 73]. Se observa asimismo que los anchos de los modos son distintos, y presentan una dependencia diferente con el tamaño. Esto se debe a que, a excepción del pilar de $2\ \mu\text{m}$, el resto de los pilares presenta una vida media de las vibraciones mayor al tiempo que dura la medición. Esto genera un ensanchamiento de la transformada de Fourier que no se corresponde con la vida media real, sino con la resolución debida al

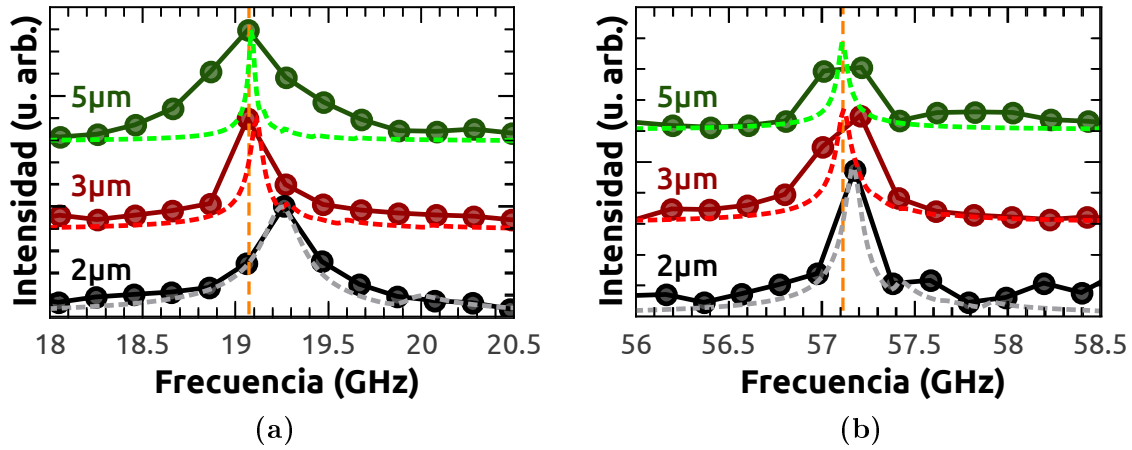


Figura 3.30: Detalle del modo de ~ 19 GHz (a) y ~ 57 GHz (b) para tres pilares cuadrados de distinto tamaño ($5 \mu\text{m}$, $3 \mu\text{m}$ y $2 \mu\text{m}$). Las curvas punteadas representan los espectros simulados considerando que los modos acústicos confinados tienen una distribución espacial igual a sus equivalentes ópticos. Los espectros se encuentran desplazados verticalmente para facilitar la visualización; la línea punteada naranja marca el centro del modo para el pilar de $5 \mu\text{m}$.

experimento.

Junto a los resultados experimentales, se presentan en la fig. 3.30 los resultados teóricos (curvas punteadas) obtenidos con el modelo que explicaremos a continuación. El mismo se basa en un modelo óptico [72, 73], y se fundamenta en las simulaciones efectuadas mediante elementos finitos, donde se observa que la distribución de los modos acústicos de cavidad es, a excepción de algunos detalles [75], muy similar a la de los modos ópticos de cavidad. Ya introdujimos en la sección § 1.2 las fórmulas que resultan para la energía de los modos ópticos en función del confinamiento lateral cuando suponemos que la distribución lateral se describe mediante senos (pilares cuadrados) o funciones de Bessel (pilares circulares). Reemplazando la velocidad de la luz por la velocidad del sonido y despejando las frecuencias angulares llegamos a

$$\omega^2 = \omega_0^2 + \left(\frac{\pi v_s}{L}\right)^2 [(\eta_x + 1)^2 + (\eta_y + 1)^2] \quad (3.106)$$

para un pilar cuadrado de lado L , y

$$\omega^2 = \omega_0^2 + \left(\frac{v_s}{R}\right)^2 X_{ml}^2 \quad (3.107)$$

para uno circular de radio R ; donde ω_0 es la frecuencia angular del modo acústico de cavidad en ausencia de confinamiento lateral, v_s la velocidad del sonido efectiva del pilar, $\eta_{x,y} \in \mathbb{N}_0$ y X_{ml} la raíz m -ésima de la función de Bessel (cilíndrica) de orden l . Las simulaciones superpuestas a los resultados experimentales en la fig. 3.30 se obtuvieron calculando las frecuencias de los modos mediante la expresión (3.106) y suponiendo una vida media dada por los resultados experimentales (fig. 3.31). Debido a lo que explicamos anteriormente respecto de la relación entre la vida media de los modos y la

extensión temporal de las mediciones, los modos medidos se parecen mucho más a las simulaciones para el pilar de $2\mu\text{m}$. La transformada de Fourier de los cálculos teóricos se calculó con una ventana con un ancho temporal mucho mayor que las mediciones, por lo que su resolución espectral es mayor. Para simular el corrimiento observado para el pilar de $2\mu\text{m}$ se utilizó un tamaño efectivo de $1.4\mu\text{m}$. Esto puede deberse a que el modo se encuentra más confinado de lo esperable con las hipótesis tomadas, posiblemente por algún defecto de fabricación.

Notablemente, los resultados obtenidos con el modelo propuesto, mostrados en la fig. 3.30, describen perfectamente los diferentes corrimientos en frecuencia de los modos. Para entender de dónde surge esta diferencia, despejaremos ω de la expresión (3.106) y expandiremos en serie de Taylor. La expansión la haremos a primer orden alrededor de $L \rightarrow \infty$; es decir, alrededor del límite de una muestra sin confinamiento lateral. De esta forma, llegamos a:

$$\omega \approx \omega_0 + \frac{1}{2\omega_0} \left(\frac{\pi v_s}{L} \right)^2 [(\eta_x + 1)^2 + (\eta_y + 1)^2], \quad (3.108)$$

donde queda evidenciado que el cambio en la frecuencia debido al confinamiento lateral es inversamente proporcional a la frecuencia del modo sin confinamiento y al área ($\Delta\omega \propto 1/(\omega_0 L^2)$). Por esta razón, en nuestro caso, como la razón entre el modo de $\sim 57\text{ GHz}$ y el de $\sim 19\text{ GHz}$ es aproximadamente 3, el corrimiento de este último es tres veces mayor que la del primero.

Dependencia de la vida media de los modos acústicos con el confinamiento

En la fig. 3.31 se presentan las vidas medias (τ) de los modos de $\sim 19\text{ GHz}$ y $\sim 57\text{ GHz}$ estimadas a partir de las mediciones. Las mismas sólo pudieron ser obtenidas para pilares por debajo de los $7\mu\text{m}$ debido a que para tamaños mayores la resolución temporal del experimento no lo permite¹⁹. Por otro lado, el modo de $\sim 95\text{ GHz}$ es demasiado débil como para extraer información más allá de la intensidad. La descripción del procedimiento utilizado para estimar las vidas medias se encuentra en el apéndice D. En principio, para los pilares de mayor tamaño la relación entre las vidas medias de los modos acústicos muestran una relación de acuerdo a lo esperable, teniendo el modo de mayor frecuencia una vida menor, atribuible a efectos anarmónicos [118]. Sin embargo, la dependencia con el tamaño muestra un comportamiento interesante, siendo

¹⁹El método para obtener las vidas medias requiere separar la contribución del sistema electrónico de la contribución fonónica. Como ya vimos, para pilares grandes el tiempo característico de recuperación del sistema electrónico es mayor. Las mediciones, por otro lado, tienen una duración ideal máxima de $\sim 12.5\text{ ns}$, que experimentalmente se reduce a $\sim 10\text{ ns}$, de los cuales debemos descartar los tiempos durante los cuales el sistema electrónico se encuentra excitado. Esto nos deja con un margen temporal relativamente corto para estimar la vida media fonónica, que además tiende a aumentar con el tamaño. Lo que ocurre entonces, es que cualquier estimación de la vida media para pilares por encima de $7\mu\text{m}$ presenta con esta técnica un error numérico inaceptablemente grande.

lineal con el tamaño lateral (L) y con una pendiente ~ 3 veces más pronunciada para el modo de menor energía. Esto lleva a que para un pilar de $2\mu\text{m}$ la vida media del modo de $\sim 57\text{GHz}$ sea, sorprendentemente, mayor que la del modo de $\sim 19\text{GHz}$.

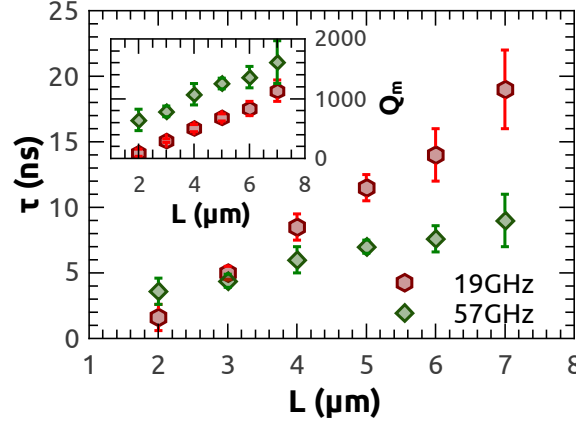


Figura 3.31: Vida media de los modos de $\sim 19\text{GHz}$ y $\sim 57\text{GHz}$ en función del tamaño lateral. En el *inset* se muestra la dependencia del factor de calidad $Q_m = \omega\tau/2$.

Al disminuir el tamaño lateral de un pilar, además de confinar más los modos, las superficies laterales comienzan a tener un rol más importante, ya que la relación superficie/volumen aumenta. Estas superficies presentan, en comparación con las interfaces definidas mediante el crecimiento por MBE, una alta concentración de defectos cristalinos. Estos actúan, para los fonones de alta frecuencia estudiados en este trabajo, como centros preferenciales de dispersión.

En un sistema macroscópico, una distribución aleatoria de centros de dispersión sobre una superficie se identifica como rugosidad superficial. Por lo tanto, desde el punto de vista de los modos de alta frecuencia con los que trabajamos, las superficies laterales de los pilares pueden considerarse rugosas.

Consideremos el caso de la interacción entre una onda plana y una superficie ligeramente rugosa. Los frentes de onda de la misma se definen como planos dentro de los cuales la fase de la onda es constante. Luego de interactuar con la superficie, sin embargo, la onda reflejada ya no será plana, sino que presentará alguna distribución compleja que se desviará de la original en un grado relacionado con la rugosidad de la superficie. Sin embargo, como parte de la onda mantendrá su coherencia original en cierta medida, es aún posible definir un coeficiente de reflexión, análogo al caso de la reflexión sobre una superficie perfectamente plana[119–121]:

$$r = e^{-\frac{4\sigma^2\omega_0^2}{v_s^2}}, \quad (3.109)$$

donde σ es la desviación estándar de la distribución de alturas debidas a la rugosidad.

Las ondas estacionarias que dan lugar a los modos confinados dentro de un pilar son el resultado de la interferencia entre las ondas reflejadas en las superficies del pilar. Es

el patrón de interferencia final lo que define la distribución espacial de dichos modos. Si consideramos ahora un único frente de onda dentro de un pilar cuadrado de lado L , este tendrá, como ya vimos en capítulos anteriores, una componente lateral no nula del vector de onda. Por lo tanto, las ondas acústicas coherentes generadas dentro de un pilar se reflejarán sobre las superficies libres N veces durante un período de tiempo t , con

$$N = \frac{v_{\parallel} t}{L}, \quad (3.110)$$

donde v_{\parallel} es la velocidad lateral efectiva del modo considerado, de frecuencia angular ω_0 . La misma esta dada por

$$v_{\parallel} = \frac{\partial \omega}{\partial q_{\parallel}}. \quad (3.111)$$

Tomando la relación de dispersión obtenida en la ec. (3.108) y reescribiéndola explícitamente en función de q_{\parallel} , queda

$$\omega \approx \omega_0 + \frac{v_s^2}{2\omega_0} q_{\parallel}^2. \quad (3.112)$$

Reemplazando la ec. (3.112) en la ec. (3.111) llegamos a que la velocidad lateral (en el plano) efectiva de un frente de onda correspondiente a un modo acústico de cavidad es inversamente proporcional a su frecuencia:

$$v_{\parallel} \approx \frac{v_s^2}{\omega_0} q_{\parallel}. \quad (3.113)$$

Luego, podemos reescribir la ec. (3.110) de la siguiente forma:

$$N \approx \frac{v_s^2 q_{\parallel}}{\omega_0 L} t. \quad (3.114)$$

La amplitud A_{ν} de un frente de onda que viaja en la dirección ν dependerá entonces en el tiempo como

$$A_{\nu}(t) = A_{0,\nu} r^N. \quad (3.115)$$

La amplitud $A(t)$ del modo confinado está dada por el producto de la distribución en x e y , por lo que queda

$$\begin{aligned} A(t) &= A_x(t) \cdot A_y(t) \\ A(t) &= A_0 r^{2N} \\ A(t) &= A_0 e^{-8\sigma^2 q_{\parallel} \frac{\omega_0}{L} t}. \end{aligned} \quad (3.116)$$

Finalmente, si suponemos que la amplitud del modo presenta una dependencia tipo

exponencial decreciente con una cierta vida media τ ($A(t) = A_0 e^{-\frac{t}{\tau}}$), resulta que

$$\tau = \frac{L}{8\sigma^2 q_{\parallel} \omega_0}. \quad (3.117)$$

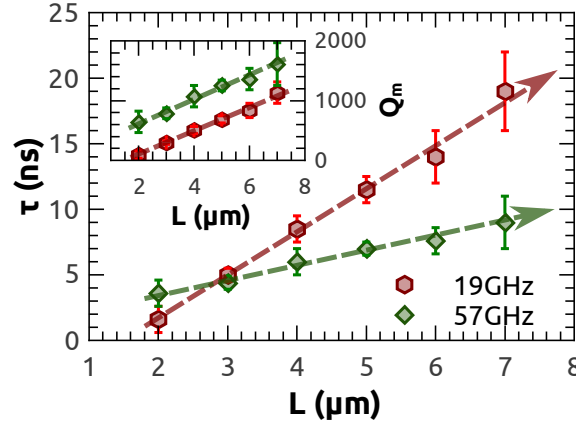


Figura 3.32: Comparación entre los puntos experimentales y la dependencia teórica esperada considerando $q_{\parallel} = k_{\parallel}^{laser}$.

Para seguir desde este punto, se debe definir el valor de q_{\parallel} . Debido a que el mecanismo de detección es, como hemos mostrado con anterioridad, principalmente fotoelástico, los valores de q_{\parallel} que detectamos en el experimento se encuentran dados por las componentes angulares del láser (k_{\parallel}^{laser}). Las mismas se encuentran determinadas por la apertura numérica utilizada, la cual a su vez se fijó en los experimentos mediante un iris (ver fig. 3.3). Por lo tanto, si reemplazamos $q_{\parallel} = k_{\parallel}^{laser}$ en la ec. (3.117), llegamos a una dependencia lineal de la vida media de los modos medidos con el tamaño lateral:

$$\tau = \frac{L}{8\sigma^2 \omega_0 k_{\parallel}^{laser}}. \quad (3.118)$$

Los resultados experimentales mostrados en la fig. 3.31 fueron ajustados mediante esta aproximación, obteniéndose las curvas de trazos presentadas en la fig. 3.32. Del ajuste efectuado mediante la ec. (3.118) se obtiene $\sigma \approx 16$ nm, que es del orden de lo esperable para este tipo de estructuras. Si bien debido a que $k_{\parallel}^{laser} \approx \pi/4 \mu\text{m}$ es de esperar que el ajuste lineal sea mejor para $L \lesssim 4 \mu\text{m}$, el ajuste sigue siendo satisfactorio para pilares hasta $7 \mu\text{m}$. Si en vez de considerar la limitación a q_{\parallel} debida a la apertura numérica utilizada se tienen en cuenta los valores dados por el confinamiento lateral de los pilares, se llega a una expresión similar:

$$\tau = \frac{L^2}{8\pi\sigma^2\omega_0}, \quad (3.119)$$

donde la mayor diferencia es que la dependencia de la vida media con L pasa a ser cuadrática. Utilizando esta expresión para ajustar los datos experimentales, se desprende un valor de $\sigma \approx 30$ nm. Este ajuste, si bien razonable, es ligeramente inferior al

obtenido mediante la ec. (3.118), particularmente para $L \leq 4 \mu\text{m}$.

Los resultados obtenidos evidencian que la rugosidad superficial es un parámetro determinante en la vida media de los modos mecánicos de cavidad con confinamiento lateral. Debido a la dependencia con la inversa de la frecuencia, el modo de $\sim 19 \text{ GHz}$ es particularmente susceptible a estos defectos.

3.6. Conclusiones

En este capítulo se demostró que la dinámica del modo óptico de cavidad está dominada por la difusión de portadores fotoexcitados fuera del área de sondeo para pilares mayores a $10 \mu\text{m}$, y por recombinación en las superficies libres en los más pequeños. Utilizando un modelo de difusión, pudimos reproducir este comportamiento con gran precisión. Además, fuimos capaces de explicar la dependencia de la respuesta optomecánica con la sintonización entre el láser y el modo óptico, separando los efectos debidos a la generación de fonones y a la eficiencia de detección. Los resultados teóricos obtenidos explican satisfactoriamente las características experimentales observadas. En particular, se demostró que la asimetría en la intensidad de la señal acústica respecto de la desintonización se debe a la eficiencia de la generación. En contraste con los modelos que consideran al modo óptico estático durante la excitación, mostramos que el máximo en la eficiencia de generación no ocurre cuando el modo óptico y el láser se encuentran exactamente sintonizados, sino para una desintonización positiva. Esto se debe a que la posición espectral del modo óptico sigue la dinámica de excitación de portadores, la cual está gobernada por la evolución del campo eléctrico dentro de la cavidad debido al pulso de bombeo. La descripción detallada de los procesos de generación y detección en cavidades semiconductoras es un paso importante en el camino hacia el uso de estas técnicas de reflectometría ultrarrápida para el estudio de la dinámica vibracional de una manera más cuantitativa.

Gracias a la aplicación de la técnica de reflectometría diferencial ultrarrápida mediante el equipo de microscopía desarrollado, fue posible medir por primera vez un corrimiento en la frecuencia de los dos primeros modos acústicos de cavidad debido al confinamiento lateral, así como la dependencia de la vida media de los mismos con el tamaño lateral. Con los modelos presentados, se explicaron los cambios en frecuencia y el cambio en la vida media de los modos mecánicos debido al confinamiento lateral. Los cambios en frecuencia dependientes del modo al disminuir el tamaño del pilar están relacionados con la dispersión inducida por el confinamiento lateral de los modos acústicos de cavidad ($\Delta\omega \propto 1/(\omega_0 L^2)$). La dispersión en el plano determina también la dependencia con la frecuencia de la vida media de los modos ($\tau \propto L/\omega_0$). La principal limitación a la vida media de los modos mecánicos, como se desprende de estos resultados, es debida a los defectos superficiales.

Asimismo, fue posible demostrar por primera vez un aumento en la intensidad del acoplamiento optomecánico entre el modo óptico fundamental y los modos acústicos de cavidad de los pilares al disminuir el tamaño de los mismos. La dependencia de $1/L$ en la amplitud de los modos se explicó considerando el confinamiento óptico y mecánico en los pilares. Se realizaron simulaciones de elementos finitos que respaldaron esta conclusión y proporcionaron una estimación cuantitativa de las contribuciones fotoelásticas y geométricas al factor de acoplamiento optomecánico. La comprensión de las variables que dominan la dependencia de los parámetros relevantes con el tamaño permitirá el diseño optimizado de microrresonadores para aplicaciones optomecánicas.

Mediante modelos simples se explicaron satisfactoriamente la mayoría de los comportamientos observados. En particular, fue posible reproducir la dependencia de la intensidad de los modos medidos con la sintonización de un pilar; así como la respuesta electrónica, la intensidad de los modos acústicos y la vida media de los mismos, en función del tamaño.

Capítulo 4

Conversión de frecuencias y biestabilidad óptica

En el capítulo 3 se estudió la relación existente entre el sistema electrónico, el modo óptico de cavidad y la generación y detección óptica de los modos vibracionales de los resonadores. Allí se mostró la importancia de entender la dinámica del sistema optoelectrónico para poblar eficientemente y estudiar los modos acústicos de cavidad. Este capítulo se enfocará en el estudio detallado de la dinámica temporal de los modos ópticos en micropilares tanto durante la excitación ultrarrápida debida a los pulsos de bombeo, como en la relajación posterior. Veremos cómo el espectro medido y, por lo tanto, la sensibilidad del sistema a cualquier perturbación, se ve afectado por la apertura numérica utilizada. Analizaremos además la dependencia en potencia del corrimiento máximo del modo y mostraremos mediciones de reflectividad resuelta en tiempo llevadas a cabo durante los breves instantes que dura la excitación, donde se observa conversión de frecuencias. Finalmente, estudiaremos el efecto de excitar los resonadores mediante un láser continuo. Veremos que bajo ciertas condiciones, y mediante esta excitación continua, es posible modificar la dinámica de recuperación de los modos ópticos luego de una excitación ultrarrápida, hasta el punto de detenerla en un punto de cuasiequilibrio. Este fenómeno está directamente relacionado con la biestabilidad óptica del resonador [122, 123].

En la primera parte del capítulo explicaremos en detalle la implementación de la técnica utilizada para las mediciones. Seguidamente presentaremos los resultados obtenidos para los microrresonadores y explicaremos lo observado y su relación con las mediciones de reflectometría diferencial (capítulo 3).

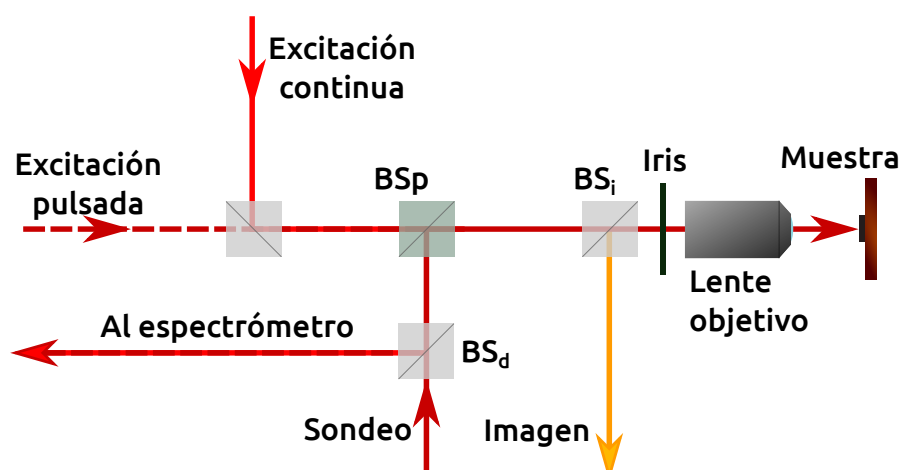


Figura 4.1: Esquema del equipo de microscopía implementado para la medición de microestructuras por espectroscopia de reflexión resuelta en tiempo con excitación continua. El arreglo es análogo al de reflectometría ultrarrápida explicado en el capítulo 3, pero con un divisor de haz adicional utilizado para introducir el láser continuo de excitación. Asimismo, el haz de sondeo es guiado a un equipo de espectroscopia para estudiar los cambios en su espectro en función del tiempo de retardo respecto de la excitación pulsada.

4.1. Arreglo experimental y normalización

Cuando se llevan a cabo experimentos de reflectometría resuelta en tiempo, normalmente se asocia un valor de reflectividad efectiva para cada instante de tiempo dado. Para ello se detecta el pulso láser reflejado mediante un fotodiodo, y se estudia la evolución temporal de la intensidad total reflejada. Luego, con la curva obtenida y teniendo en cuenta la naturaleza de la muestra utilizada, se sacan conclusiones acerca de lo que está ocurriendo. Es en cierta forma similar a deducir la naturaleza de un objeto observando su sombra; a veces es fácil, pero otras puede ser realmente desafiante. Para poder extraer más información del experimento, se planteó la posibilidad de utilizar un espectrómetro en serie con el equipo de reflectometría ultrarrápida. Si bien esta técnica no es lo suficientemente sensible como para extraer información de las vibraciones presentes en la estructura, es ideal para estudiar la respuesta óptica de una muestra. El arreglo experimental utilizado para esta técnica es similar al utilizado en reflectometría ultrarrápida. La principal diferencia radica en que los pulsos de sondeo, una vez que se reflejan en la muestra, son guiados mediante espejos y enfocados sobre un blanco patrón, para su posterior análisis espectral¹. Mediante un ligero cambio, es posible llevar a cabo el mismo experimento pero con un haz láser de emisión continua adicional (fig. 4.1). El mismo funciona como haz de excitación, pero con un ancho de línea menor al modo óptico de cavidad, lo que permite la realización de interesantes

¹Experimentalmente no es conveniente guiar el haz reflejado directamente a la entrada del espectrómetro, por lo que se lo focaliza sobre un blanco patrón, cuya reflectividad es homogénea espectralmente en el rango estudiado. La luz dispersada por el blanco se colecta y enfoca luego en la entrada del espectrómetro para su análisis.

experimentos, relacionados con fenómenos de biestabilidad [122, 123].

Esta técnica se basa en el cambio espectral que sufren los pulsos de sondeo al interactuar con la muestra. Para poder extraer información útil, sin embargo, se debe normalizar correctamente la medición. Para entender el proceso de normalización que hemos utilizado, se debe tener en cuenta la modulación a la que son sometidos los pulsos de bombeo y sondeo. Como ya fue explicado en el capítulo 3, el haz de pulsos de bombeo atraviesa un modulador acusto-óptico, el cual deja pasar ráfagas de ~ 50 pulsos, con períodos idénticos sin pulsos, mientras que los pulsos de sondeo consisten de un tren continuo de pulsos. Para cada instante de la medición, que dura ~ 1 s, se colectan e integran millones de pulsos de sondeo. Por lo tanto, se integran tanto pulsos de sondeo que interactuaron con la muestra excitada, como pulsos que interactuaron con la muestra en equilibrio. Es decir, el espectro medido tendrá ambas contribuciones simultáneamente para todo tiempo. Esto se esquematiza en la fig. 4.2, donde represen-

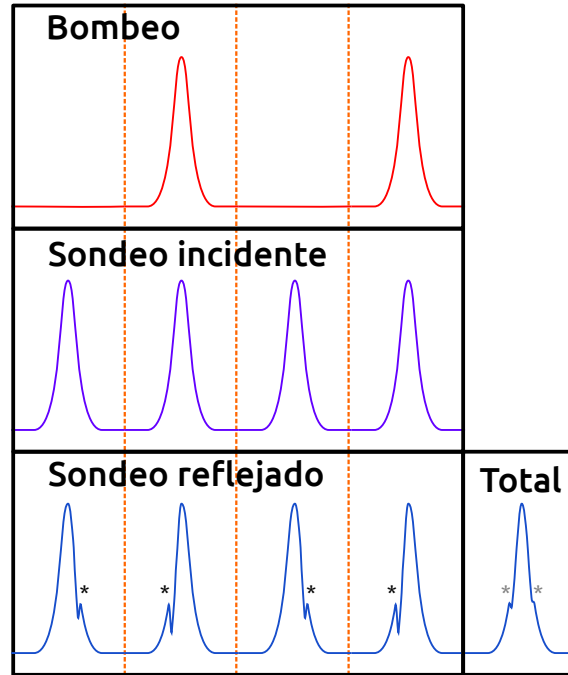


Figura 4.2: Esquema del funcionamiento del experimento. Los pulsos de bombeo (arriba) son bloqueados intermitentemente, mientras que los pulsos de sondeo (medio) inciden continuamente. Debido a esto el modo óptico de cavidad, marcado con un asterisco, se encuentra en distintas posiciones, y los pulsos de sondeo que se reflejan en la muestra (abajo) presentan un espectro distinto, con una periodicidad dada por la modulación de los pulsos de bombeo. Al integrar durante un tiempo mucho más largo que dicho período, el espectro medido (abajo, derecha) está dado por la suma.

taremos cada ráfaga de pulsos mediante un único pulso, por simplicidad. En la misma se muestra como los espectros de los pulsos de sondeo reflejados sufren un cambio dado por la posición instantánea del modo óptico de cavidad (marcado con un asterisco). El pequeño recuadro a la derecha (total) representa lo que se mide, debido a la integración de sucesivos pulsos. Llamemos $\iota_i(\lambda)$ al espectro del pulso de sondeo incidente,

$\iota_0(\lambda) = R_0 \cdot \iota_i(\lambda)$ al espectro reflejado por la muestra en equilibrio (primer y tercer pulso en la fig. 4.2) y $\iota(\lambda, t) = R(t) \cdot \iota_i(\lambda)$ al reflejado por la muestra excitada (segundo y cuarto pulso en la fig. 4.2). El espectro medido, entonces, tendrá la forma

$$\iota_m(\lambda, t) = \frac{N_0 \cdot \iota_0(\lambda) + N \cdot \iota(\lambda, t)}{N_0 + N}, \quad (4.1)$$

donde N_0 (N) es la cantidad de pulsos de sondeo integrados sin (con) excitación. Debido a que las ráfagas de pulsos con y sin excitación se integran en serie, la máxima diferencia posible entre N_0 y N es de ~ 50 . La cantidad total de pulsos integrados, por otro lado, es de varios millones, por lo que se puede aproximar $N_0 = N$, llegando a

$$\iota_m(\lambda, t) = \frac{\iota_0(\lambda)}{2} + \frac{\iota(\lambda, t)}{2}. \quad (4.2)$$

El punto clave para que la normalización que se utilizará funcione, es que la medición se realiza como función del tiempo, moviendo la línea de retardo (ver capítulo 3). Por lo tanto, sondearemos tiempos en los cuales $\iota(\lambda, t) \approx \iota_0(\lambda)$. Esto ocurre cuando el retraso temporal del pulso de sondeo es máximo (~ 12.5 ns), que en tiempo de medición corresponde al momento previo a la coincidencia. Por lo tanto, en ese momento la medición tendrá la forma

$$\iota_m(\lambda, 0^-) \approx \frac{\iota_0(\lambda)}{2} + \frac{\iota_0(\lambda)}{2} = \iota_0(\lambda), \quad (4.3)$$

siendo $t = 0^-$ el momento previo a la coincidencia. Luego, es posible corregir las mediciones correspondientes a todos los tiempos, de forma que la medición corregida $\iota_c(\lambda, t)$ toma la forma

$$\begin{aligned} \iota_c(\lambda, t) &= 2 \left(\iota_m(\lambda, t) - \frac{\iota(\lambda, 0^-)}{2} \right) \\ \iota_c(\lambda, t) &\approx 2 \left(\frac{\iota_0(\lambda)}{2} + \frac{\iota(\lambda, t)}{2} - \frac{\iota_0(\lambda)}{2} \right) \\ \iota_c(\lambda, t) &\approx \iota(\lambda, t). \end{aligned} \quad (4.4)$$

De esta forma, aislamos la contribución buscada y, finalmente, dividiendo esta señal corregida por el espectro incidente, obtenemos la reflectividad de la muestra en ese instante:

$$R(\lambda, t) = \frac{\iota_c(\lambda, t)}{\iota_i(\lambda)}. \quad (4.5)$$

Para obtener el espectro incidente ($\iota_i(\lambda)$) manteniendo la alineación y el foco lo más fijo posible durante la medición, se utilizó un algoritmo que compara el espectro antes de la coincidencia ($t = 0^-$) con el espectro después de la coincidencia ($t = 0^+$). De

esta forma, se seleccionan secciones del espectro donde no hay perturbaciones debidas al modo óptico y luego se reconstruye el espectro original. El requisito que se debe cumplir para que este algoritmo sea preciso es que el desplazamiento espectral del modo óptico de cavidad debe ser mayor que su ancho de línea y distinto al FSR entre modos sucesivos. Esto es así, porque si la comparación no revela las diferencias existentes, no es posible extraer correctamente el espectro incidente y, por lo tanto, tampoco la reflectividad. En nuestro caso, esto significa que la técnica de normalización elegida se limita al estudio de pilares de tamaño lateral inferior a $10\ \mu\text{m}$ y a posiciones espectrales donde la muestra posee poca absorción. Sin embargo, esto no presenta un problema, ya que los fenómenos en los que estaremos interesados ocurren justamente en los pilares más pequeños.

Más allá de la dificultad en la obtención del espectro de incidencia, existen variaciones en la intensidad de los pulsos de sondeo, debidos a inestabilidades del láser, o cambios en la posición de incidencia sobre la muestra. Debido a esto la normalización será menos eficaz para los tiempos más alejados de la coincidencia. Esto es especialmente cierto para mediciones con gran resolución temporal, donde la línea de retardo se mueve a velocidades sumamente bajas ($\sim 0.01\ \text{mm/s}$), y una serie de mediciones puede llevar más de 30 minutos. Sin embargo, incluso considerando esta falencia, la técnica permite extraer información que de otra forma no se encuentra disponible, lo que la convierte en una poderosa herramienta, complementaria a la reflectometría ultrarrápida que se estudió en el capítulo 3.

4.2. Dinámica temporal del modo óptico de cavidad

4.2.1. Dependencia con la longitud de onda

Estudiaremos en primer lugar cómo es la respuesta espectral de un pilar al ser excitado mediante un pulso de bombeo. En la fig. 4.3 se presentan dos mapas de reflectividad (R) en función del tiempo obtenidos para dos pilares diferentes de sección cuadrada. Ambos tienen un tamaño lateral de $5\ \mu\text{m}$, pero presentan diferente espesor de capas (debido al gradiente de espesores generado durante el crecimiento epitaxial), lo que se traduce en que el modo de cavidad en equilibrio se encuentre ubicado en distintas posiciones espectrales para cada uno: $\sim 884.6\ \text{nm}$ (fig. 4.3 a) y $\sim 887.6\ \text{nm}$ (fig. 4.3 b). El índice de refracción (complejo) de los materiales que conforman los pilares depende de la longitud de onda debido a las resonancias electrónicas presentes en los mismos (en particular del GaAs debido a la zona espectral estudiada en este trabajo). Por este motivo, el modo óptico de cavidad en distintos pilares difiere no sólo en posición espectral, sino también en factor de calidad. Esto se evidencia a tiempos previos a la excitación (tiempos negativos), donde a simple vista puede notarse que el modo óptico

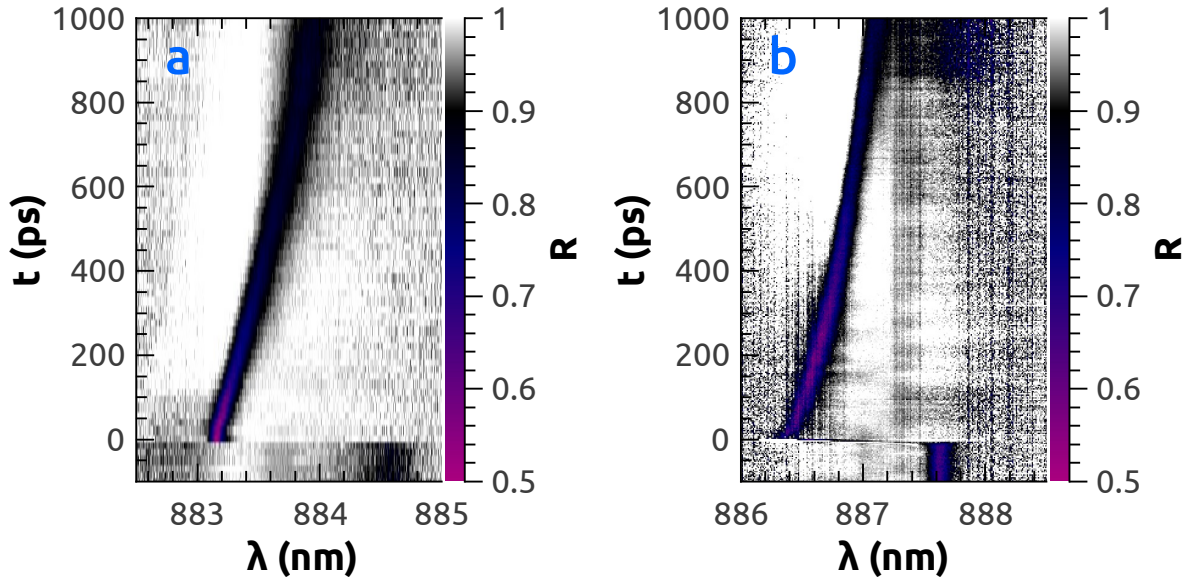


Figura 4.3: Mapas de reflectividad (R) en función del tiempo para dos pilares cuadrados de $5\text{ }\mu\text{m}$ de lado, correspondientes a zonas de la muestra con distintos espesores de capas y, por lo tanto, distintas posiciones espectrales de equilibrio del modo óptico de cavidad: 884.6 nm (a) y 887.6 nm (b). Las escalas de color a la derecha de las figuras corresponden a la reflectividad medida. La excitación pulsada se da a $t = 0$, lo que genera el corrimiento hacia menores longitudes de onda (λ) del modo óptico (evidenciado por las zonas de menor reflectividad).

que se encuentra más cerca del *gap* del GaAs ($\sim 872\text{ nm}$ a temperatura ambiente) es más ancho. Asimismo, se observa que si bien ambos pilares sufren un cambio similar en su posición espectral ($\sim 1.65\text{ nm}$), el que presenta el modo más ancho (a) sufre un mayor cambio en su factor de calidad luego de ser excitado mediante el pulso de bombeo (que incide a $t = 0$).

Para cuantificar esto, se llevaron a cabo ajustes numéricos de las reflectividades en función del tiempo, utilizando para el cálculo de la reflectividad el método de las matrices de transferencia. Los parámetros de ajuste utilizados fueron los cambios en la parte real e imaginaria del índice de refracción del espaciador de GaAs. Debido a los problemas ya mencionados en la sección anterior, referentes a la estabilidad del láser y la alineación, sólo se utilizaron para el ajuste 200 ps previos a la excitación y 500 ps posteriores a la misma. Los resultados se presentan en la fig. 4.4. Gracias a los ajustes realizados, se evidencia que en ambos casos el cambio en la parte real del índice de refracción es negativo. Esto se debe a que al excitar portadores a la banda de conducción, el umbral de absorción del GaAs se corre hacia mayores energías [124]. Como la dependencia del índice de refracción real del GaAs (n_{GaAs}) con la energía presenta una derivada positiva en las energías utilizadas [125], el corrimiento de la curva hacia mayores energías produce una caída de $\text{Re}[n_{\text{GaAs}}]$. Lo mismo es válido para la parte imaginaria del índice de refracción ($\text{Im}[n_{\text{GaAs}}]$), pero como se acerca rápidamente a 0 en la zona espectral de transparencia del material [125], si la medición se realiza

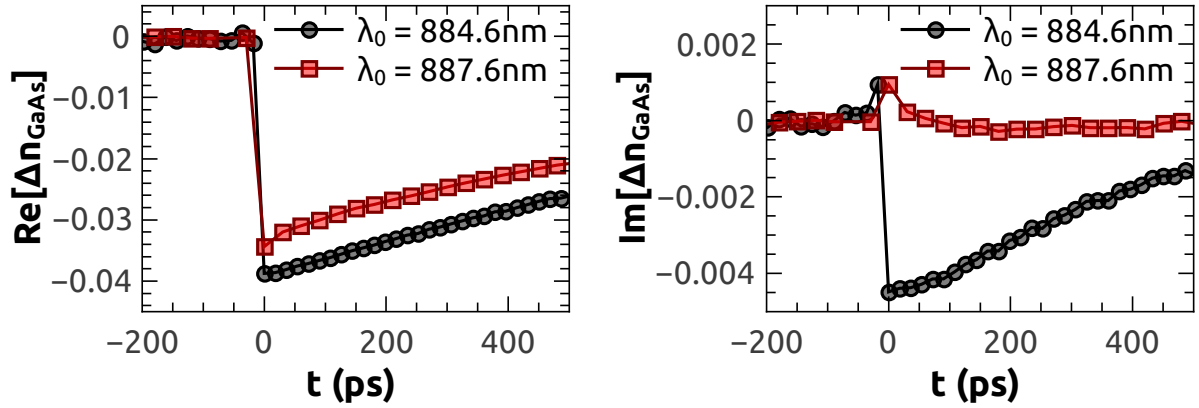


Figura 4.4: Parte real (izquierda) e imaginaria (derecha) del cambio de índice de refracción del espaciador de GaAs debido al pulso de bombeo. Los puntos fueron obtenidos mediante el ajuste de la reflectividad medida en la fig. 4.3 a (círculos negros) y fig. 4.3 b (cuadrados rojos), utilizando el método de las matrices de transferencia.

suficientemente lejos del *gap*, ya no se observará un cambio significativo. Esto se ve claramente en la fig. 4.4, donde la parte real del índice de refracción del espaciador de GaAs muestra un cambio aproximadamente igual para ambos pilares, mientras que la parte imaginaria sufre un cambio negativo en un caso (modo más cercano al *gap*) y casi no sufre cambios en el otro (modo más alejado del *gap*). Observando cuidadosamente el cambio en $\text{Im}[n_{\text{GaAs}}]$ en la fig. 4.4 puede notarse que el mismo parece inicialmente positivo para ambas mediciones. Esto tiene que ver con que la dinámica durante la excitación es más compleja que un simple corrimiento y estrechamiento del modo óptico, como veremos más adelante.

El hecho de que el pilar más cercano al *gap* sufra un cambio significativo en la absorción del GaAs, mientras que el otro sufre sólo una ligera perturbación, es una indicación de que el mecanismo de absorción presente en el primero, ya no se encuentra activo en el otro. Esto, sin embargo, no significa que por ello deje de ser posible excitar portadores en este último, ya que los cambios observados en la parte real del índice de refracción son debidos a un cambio en la población de portadores. Esto se puede entender considerando la probabilidad de absorción de un fotón por unidad de tiempo. La misma es proporcional a la densidad de estados finales disponibles para los electrones y al número de fotones disponibles. La excitación de portadores es resonante con la energía del *gap*, siendo la probabilidad de que ocurra la absorción de un fotón inversamente proporcional a la diferencia de energía entre el fotón y el *gap* electrónico [64]. Por lo tanto, al acercarnos en energía al *gap* la probabilidad de excitar un electrón por unidad de tiempo aumenta, mientras que al alejarnos aumenta el tiempo que permanecen los fotones dentro de la cavidad (mayor Q_{op}). Como el experimento no es realizado con una incidencia continua de fotones, sino que utilizamos pulsos con

una duración de ~ 1 ps, nunca llegamos a un estado estacionario y, por lo tanto, no es relevante la probabilidad de absorción por unidad de tiempo, sino la cantidad total de transiciones generadas durante dicho intervalo. Por lo tanto, debido al aumento del Q_{op} se compensa parcialmente el hecho de alejarnos ligeramente de la resonancia. Otro factor que influye fuertemente en los resultados es el ancho espectral del láser. Al estar trabajando con una cavidad, y no con un material masivo, es de suma importancia la sintonización entre el láser y el modo óptico de cavidad. La cuestión es que este último, como acabamos de mostrar, cambia rápidamente al absorber fotones del pulso de excitación. Consecuentemente, si el modo se mueve tanto como para desintonizarse del láser antes de que finalice la incidencia del pulso, ya no habrá posibilidad de ingresar más fotones dentro de la cavidad. Por lo tanto, este efecto pone un tope máximo al desplazamiento que puede sufrir el modo de cavidad. Es la suma de estos fenómenos lo que da lugar al comportamiento observado durante la excitación mediante el pulso de bombeo.

4.2.2. Dependencia con la potencia de excitación

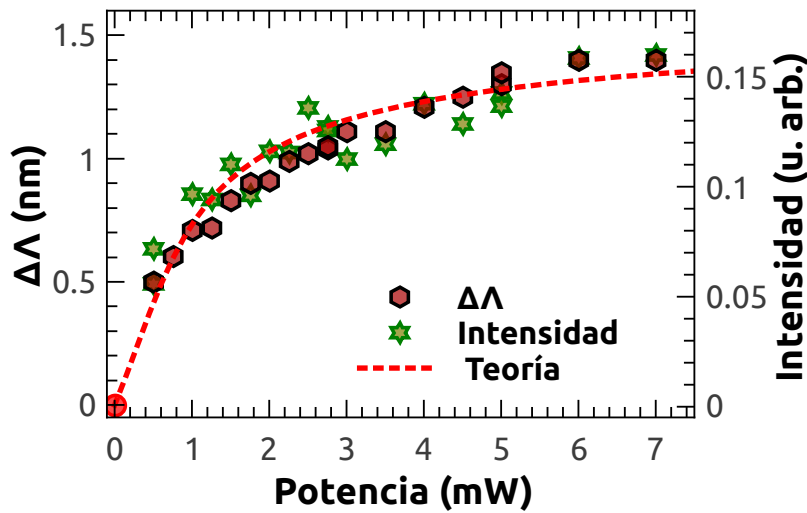


Figura 4.5: Dependencia del corrimiento del modo óptico fundamental (hexágonos rojos) y de la intensidad del modo acústico de cavidad de ~ 19 GHz (estrellas verdes) con la potencia de los pulsos de bombeo, para un pilar cuadrado de $5\ \mu\text{m}$ de lado y con el modo óptico en ~ 882 nm. La línea de trazos roja es una estimación teórica.

En la fig. 4.5 se presenta el cambio observado en la posición del modo óptico de cavidad ($\Delta\Lambda$) y la intensidad observada del modo acústico de ~ 19 GHz generado, ambos en función de la potencia del haz de bombeo para un pilar cuadrado de $5\ \mu\text{m}$ con el modo óptico en ~ 882 nm. El círculo rojo corresponde al caso en que no hay excitación, por lo que no habrá generación de pares e-h, ni de fonones. Comparando las dependencias de $\Delta\Lambda$ y de la intensidad del modo acústico, puede verse que siguen

un comportamiento muy similar, lo que afianza la hipótesis utilizada en el capítulo 3 para explicar la dependencia con sintonización de la función de generación de fonones. Nótese, por otro lado, cómo en un principio un pequeño cambio en potencia genera un gran efecto, mientras que para potencias por encima de los ~ 4 mW se observa una saturación. Nuevamente, esto nos remonta a los cálculos realizados en el capítulo 3, donde para explicar la dependencia en sintonización de los fonones creados, supusimos que existe una saturación en la excitación de portadores, que atribuimos a la ocupación de los estados finales disponibles para los electrones y al tiempo finito de interacción de la muestra con el pulso de bombeo. La línea de trazos roja es una estimación de $\Delta\lambda$ utilizando la misma expresión teórica a la que llegamos en el capítulo 3:

$$\Delta\lambda = \int \frac{\partial \lambda_i(t)}{\partial t} dt = \int \alpha I_i |E_{max}(t)|^2 \frac{\Delta\lambda(t) - \Delta\lambda_{max}}{\Delta\lambda_{max}} dt, \quad (4.6)$$

donde $E_{max}(t)$ es la dependencia temporal del campo electromagnético, dada por la estructura y el pulso láser (ambos conocidos), I_i la integral de superposición, $\Delta\lambda_{max}$ el máximo cambio posible del modo óptico de cavidad y α una constante de proporcionalidad.

Este simple modelo muestra una vez más un acuerdo satisfactorio con las observaciones experimentales. Un punto importante a resaltar, es que la potencia de excitación utilizada en las mediciones realizadas sobre pilares durante este trabajo de tesis fue de 5 mW (a menos que se indicara lo contrario), es decir en la región de saturación, buscando justamente minimizar las desviaciones debidas a cualquier eventual cambio en el acoplamiento óptico o en la potencia del láser.

4.2.3. Dependencia con la apertura numérica

Un factor importante para el acoplamiento del láser con la muestra, es la distribución angular de incidencia y colección. La misma está determinada, para el arreglo experimental utilizado en este trabajo, por el iris ubicado frente al objetivo del microscopio (fig. 4.1). Al cerrar el mismo, la incidencia y colección tienden a ser casi normales, mientras que al abrirlo, se incluye un mayor rango de ángulos. Como ya vimos en el capítulo 1, para acoplarse efectivamente a nuestra cavidad óptica, el ángulo de incidencia es tan importante como la longitud de onda incidente. En la fig. 4.6 se presenta la emisión de campo lejano de un pilar de $7 \mu\text{m}$, donde se observa que cada modo óptico está dado por una longitud de onda y una distribución angular determinada por la distribución espacial del campo electromagnético dentro del pilar. En la fig. 4.7 se muestran tres mediciones realizadas sobre un pilar cuadrado de $7 \mu\text{m}$ de lado, cada una

correspondiente a una apertura distinta². En todos los casos la potencia de incidencia fue la misma, aunque mantener la potencia total constante significa una redistribución angular de la misma. Cuando la apertura es muy pequeña, la colección es cuasinormal, y en el espectro medido se observa sólo el modo fundamental (fig. 4.7 a). Si se aumenta la apertura ligeramente, es posible observar los dos primeros modos en forma conjunta (fig. 4.7 b). Aumentando aún más la apertura, es posible distinguir incluso el modo de tercer orden (fig. 4.7 c).

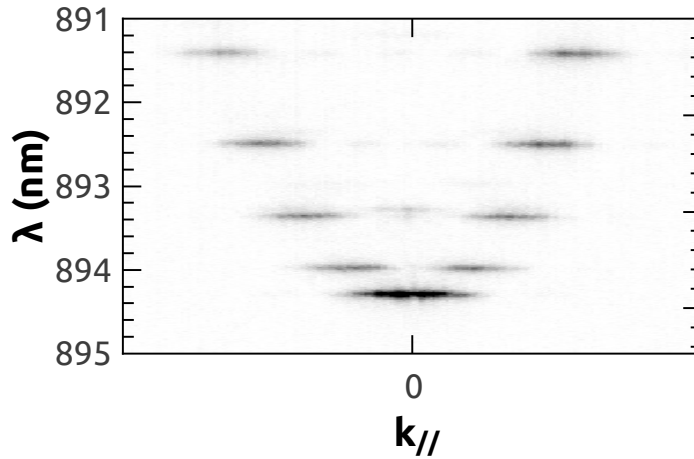


Figura 4.6: Distribución de campo lejano de los modos ópticos de cavidad de un pilar cuadrado de $7\ \mu\text{m}$, medidos mediante el mapeo del plano K por fotoluminiscencia.

Observando en detalle las diferencias en el comportamiento del modo fundamental en función de la apertura se puede ver que el mismo parece poseer una menor reflectividad cuando el experimento es realizado con colección cuasinormal (fig. 4.7 a). Siendo que la reflectividad de un modo no cambia en la medida que no cambie la longitud de onda del láser, la temperatura o el pilar en cuestión, debemos explicar a qué se debe este comportamiento aparente. Para ello, recordemos del capítulo 1 que cada modo óptico, correspondiente en la fig. 4.7 a un mínimo en la reflectividad, posee una distribución angular óptima para su acoplamiento. El espectro de los pulsos incidentes, en cambio, es aproximadamente el mismo para todos los ángulos. Esto puede ser representado de la siguiente forma:

$$\begin{cases} \iota_i(\theta, \lambda) &= \Theta(\theta) \cdot \Lambda(\lambda) \\ R(\theta, \lambda) &= \prod [R_n(\theta, \lambda)] \\ \iota_R(\theta, \lambda) &= R(\theta, \lambda) \cdot \iota_i(\theta, \lambda) \end{cases}, \quad (4.7)$$

donde $\iota_i(\theta, \lambda)$ es la distribución angular del pulso de sondeo incidente, $R_n(\theta, \lambda)$ la reflec-

²Este pilar es distinto al correspondiente a la fig. 4.6, como puede notarse por la diferente posición espectral de los modos ópticos medidos. la distancia espectral entre modos, por otro lado, está dada por el confinamiento lateral y, por lo tanto, es la misma en ambos casos.

tividad del modo n y $\iota_R(\theta, \lambda)$ la distribución del haz reflejado. $\Theta(\theta)$ y $\Lambda(\lambda)$ representan las distribuciones en ángulo y longitud de onda del haz incidente, respectivamente. El problema observado surge porque en este tipo de mediciones la detección no posee resolución angular, simplemente se mide la intensidad total para cada longitud de onda.

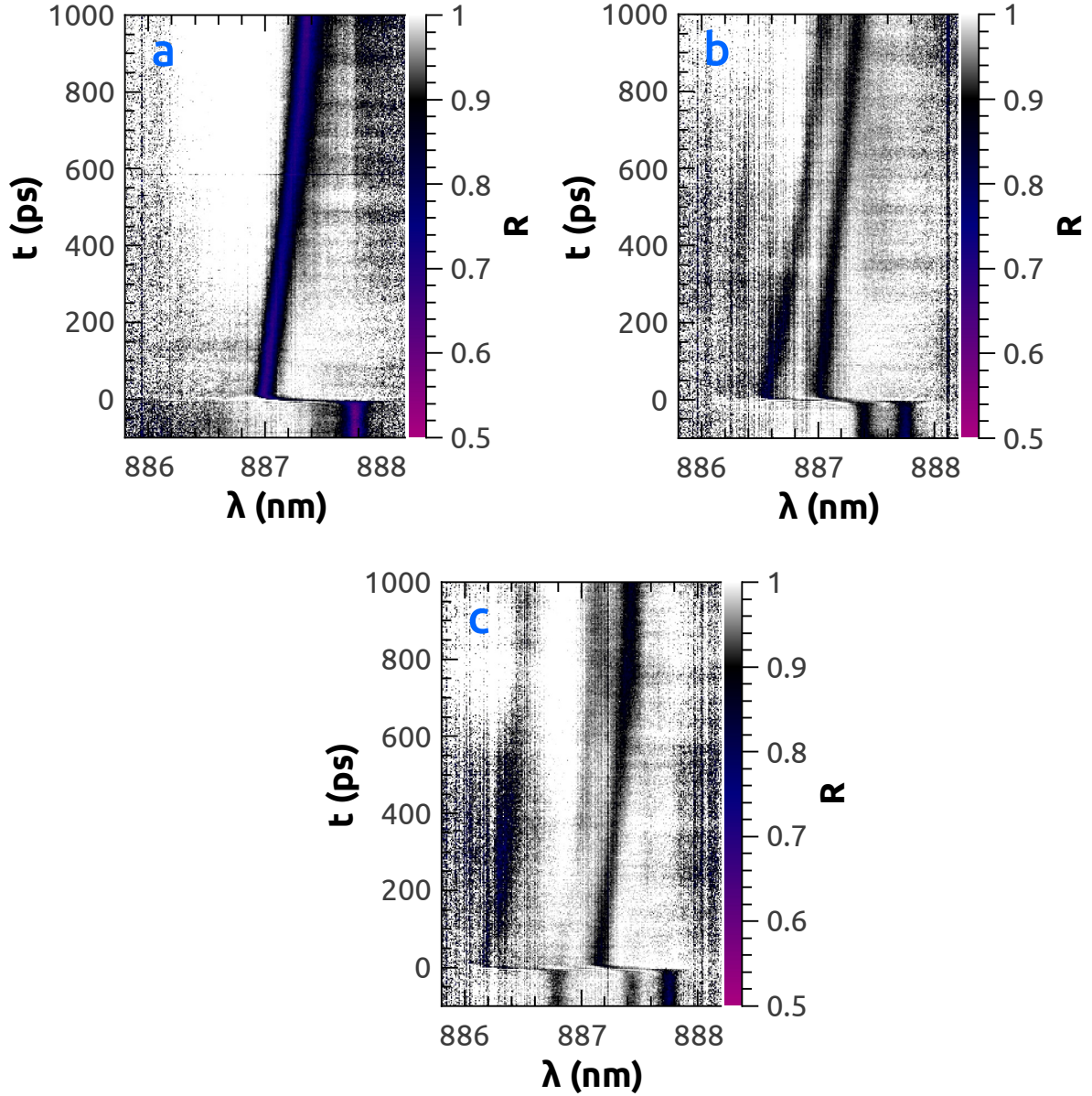


Figura 4.7: Dinámica del espectro de reflexión medido en un pilar cuadrado de $7\mu\text{m}$ de lado para 3 aperturas numéricas distintas, dadas por el iris esquematizado en la fig. 4.1. El mínimo ángulo sólido colectado corresponde a (a) y el máximo a (c). Dependiendo del ángulo sólido se puede observar la evolución temporal de uno (a), dos (b) o tres (c) modos ópticos.

Lo que esto significa es que, en vez de medir la reflectividad real

$$R(\theta, \lambda) = \frac{\iota_R(\theta, \lambda)}{\iota_i(\theta, \lambda)} \quad (4.8)$$

se mide una reflectividad promedio:

$$R^*(\lambda) = \frac{\int_{\Delta\theta} \iota_R(\theta, \lambda) d\theta}{\int_{\Delta\theta} \iota_i(\theta, \lambda) d\theta}. \quad (4.9)$$

Para ver mejor a qué nos referimos, supongamos por ejemplo que utilizamos una apertura ($\Delta\theta$) tal que medimos sólo dos modos (como en la fig. 4.7 b). Aproximemos además que la reflectividad de los mismos tiene la forma

$$\begin{cases} R_1(\theta, \lambda) &= 1 - \delta(\lambda - \lambda_1)\delta(\theta - \theta_1) \\ R_2(\theta, \lambda) &= 1 - \delta(\lambda - \lambda_2)\delta(\theta - \theta_2) \end{cases}. \quad (4.10)$$

Es decir, $R_i = 0$ si se está exactamente en resonancia con el modo, $R_i = 1$ si no es así. La reflectividad total será entonces

$$\begin{aligned} R(\theta, \lambda) &= [1 - \delta(\lambda - \lambda_1)\delta(\theta - \theta_1)] [1 - \delta(\lambda - \lambda_2)\delta(\theta - \theta_2)] \\ &= 1 - \delta(\lambda - \lambda_1)\delta(\theta - \theta_1) - \delta(\lambda - \lambda_2)\delta(\theta - \theta_2), \end{aligned} \quad (4.11)$$

y el haz reflejado tendrá una distribución dada por

$$\iota_R(\theta, \lambda) = [1 - \delta(\lambda - \lambda_1)\delta(\theta - \theta_1) - \delta(\lambda - \lambda_2)\delta(\theta - \theta_2)] \cdot \iota_i(\theta, \lambda). \quad (4.12)$$

La reflectividad aparente que mediremos será entonces:

$$R^*(\lambda) = \frac{\int [1 - \delta(\lambda - \lambda_1)\delta(\theta - \theta_1) - \delta(\lambda - \lambda_2)\delta(\theta - \theta_2)] \cdot \iota_i(\theta, \lambda) d\theta}{\int \iota_i(\theta, \lambda) d\theta}. \quad (4.13)$$

Para simplificar aún más el problema, consideraremos que nuestro haz incidente consta de sólo dos ángulos de incidencia, correspondientes a los dos modos estudiados, por lo tanto:

$$\iota_i(\theta, \lambda) = [\delta(\theta - \theta_1) + \delta(\theta - \theta_2)] \cdot \Lambda(\lambda). \quad (4.14)$$

Reemplazando la ec. (4.14) en la ec. (4.13) llegamos finalmente a:

$$\begin{aligned} R^*(\lambda) &= \frac{\Lambda(\lambda) [2 - \delta(\lambda - \lambda_1) - \delta(\lambda - \lambda_2)]}{2\Lambda(\lambda)} \\ &= 1 - \frac{\delta(\lambda - \lambda_1)}{2} - \frac{\delta(\lambda - \lambda_2)}{2}. \end{aligned} \quad (4.15)$$

Particularizando para la longitud de onda correspondiente a uno de los modos, llegamos a:

$$R^*(\lambda_1) = \frac{1}{2}. \quad (4.16)$$

Por lo tanto, si bien cada modo presenta, por definición, una reflectividad nula dados

el ángulo y la longitud de onda de resonancia, y son perfectamente reflectantes para cualquier otra condición, la reflectividad que se mediría en este caso hipotético para cada modo sería de $\frac{1}{2}$ para la longitud de onda correspondiente al modo, simplemente porque no se distinguen las componentes angulares entre sí y lo que se mide es un promedio. Si bien en las mediciones reales cada modo posee una distribución angular y espectral más compleja que una simple delta de Dirac, el concepto subyacente es el mismo: mientras más cercana sea la distribución angular de incidencia a la distribución angular ideal del modo, más fiel será la medición de reflectividad obtenida. Es por esta razón que en las fig. 4.7 b y fig. 4.7 c el modo fundamental se vuelve más tenue que en la fig. 4.7 a, e incluso en la fig. 4.7 c el segundo modo se ve más tenue que en la fig. 4.7 b.

Otro detalle que se observa particularmente claro en la fig. 4.7 b, es que durante los primeros ~ 250 ps posteriores a la incidencia del pulso de bombeo el segundo modo se recupera más rápidamente que el modo fundamental, y que el cambio inicial en la posición espectral del modo de segundo orden es mayor al observado para el modo fundamental. un efecto similar ya fue estudiado por Thyrestrup *et al.* [102], y fue explicado como debido a la diferencia en la distribución espacial de los modos. Los cambios observados para cada modo dependen de la superposición entre la población de portadores excitados por el pulso de bombeo ($N(\mathbf{r}, t)$), y la distribución espacial del campo eléctrico del modo en cuestión ($E_n(\mathbf{r}, t)$), debido al pulso de sondeo [126]:

$$\Delta\omega_n(t) \propto \int |E_n(\mathbf{r}, t)|^2 N(\mathbf{r}, t) d\mathbf{r}. \quad (4.17)$$

Si bien la distribución espacial de los modos no cambia, la distribución de portadores, que inicialmente esta dada por el pulso de excitación, cambia debido a la difusión y recombinación de los mismos. A diferencia de lo observado por Thyrestrup *et al.*, en nuestro caso el modo fundamental se relaja más lentamente que el segundo orden. Esto significa que la distribución de portadores se superpone mejor en un comienzo con el segundo orden (lo que explica además el mayor cambio inicial de este modo), y que luego de difundir llega a un estado cuasiestacionario, donde la distribución no cambia significativamente, pero la densidad de portadores si lo hace. Una explicación posible para este comportamiento es que la incidencia del láser durante el experimento no fue exactamente en el centro del pilar. Por lo tanto, la distribución inicial de portadores se encontrará ligeramente desplazada hacia un borde, superponiéndose mejor con el segundo orden, que tiene un nodo en el centro del pilar. Esto rápidamente irá perdiendo influencia a medida que los portadores difunden hacia el centro del pilar (mejorando la superposición con el modo fundamental, que tiene un máximo allí) y hacia la superficie, donde rápidamente se recombinan.

4.2.4. Excitación óptica y conversión de frecuencias

Hasta ahora hemos mostrado la dependencia temporal de los modos ópticos de cavidad antes y después de la coincidencia, entendiendo por coincidencia al momento en que el pulso de bombeo y el de sondeo llegan a la muestra al mismo tiempo. Sin embargo, los pulsos mismos tienen un ancho temporal, y una vida media dentro de la cavidad, como ya explicamos en el capítulo 3. Por lo tanto, en vez de coincidencia, hablaremos ahora del tiempo de excitación, que estará dado por el margen temporal en que el pulso de bombeo excita portadores en el espaciador de GaAs y, de esta manera, cambia el índice de refracción del mismo.

En esta sección nos centraremos en los momentos simultáneos y ligeramente posteriores a la excitación pulsada, para lo cual realizamos mediciones de alta resolución temporal. Para ello, utilizamos el mismo esquema experimental que en las secciones anteriores, con la única diferencia dada por la velocidad de movimiento de la línea de retardo, que se modificó de forma de lograr una resolución temporal de ~ 0.2 ps (en los experimentos previos era de ~ 3 ps). En la fig. 4.8 se presentan los resultados obtenidos para pilares cuadrados de $5\ \mu\text{m}$, $4\ \mu\text{m}$, $3\ \mu\text{m}$ y $2\ \mu\text{m}$ de lado. Los espectros medidos muestran, a simple vista, que los efectos que genera el pulso de bombeo sobre las muestras son más complejos de lo discutido hasta ahora. Además del estrechamiento y corrimiento espectral del modo óptico hacia menores longitudes de onda durante la excitación, lo primero que se evidencia a simple vista son las bandas laterales oscuras y las franjas de emisión (zonas de $R > 1$, ilustradas en color naranja) que aparecen hacia menores longitudes de onda respecto del modo óptico, durante la excitación. Observando detenidamente las dependencias temporales en la fig. 4.8 para los pilares de $3\ \mu\text{m}$ y $2\ \mu\text{m}$, se nota que existe también emisión hacia mayores longitudes de onda respecto del modo óptico durante la relajación. Para los pilares de mayor tamaño, con una recuperación más lenta, esta última no se observa. Esto significa que la emisión se da, en ambos casos, hacia el lado que el modo óptico se está corriendo. Por otro lado, se observa que el modo óptico no sufre simplemente un corrimiento y estrechamiento progresivos, sino que parece primero ensancharse fuertemente. Finalmente, el cambio observado en la posición espectral del modo óptico y el tiempo de respuesta de los distintos pilares muestran una dependencia con el tamaño, siendo más rápido y mayor el cambio para los más pequeños, y con una emisión más fuerte.

Antes de seguir con el análisis de los datos experimentales, y su posterior explicación teórica, recordemos qué es lo que estamos midiendo. Si bien las mediciones llevadas a cabo se muestran en función del tiempo, no hay que confundir este tiempo, que representa el tiempo transcurrido entre un pulso de bombeo y uno de sondeo³, con el

³Representación que es más clara cuando los tiempos de evolución de la muestra son mucho más largos que el ancho temporal de los pulsos y, por lo tanto, los mismos pueden considerarse instantáneos.

tiempo real en el que se dan los fenómenos de excitación, emisión, etc. Cada espectro medido para cada tiempo en las figuras es el resultado de la integral temporal de un pulso de sondeo⁴, que encontró a la muestra evolucionando durante un tiempo dado por el ancho temporal del mismo y su vida media dentro de la muestra.

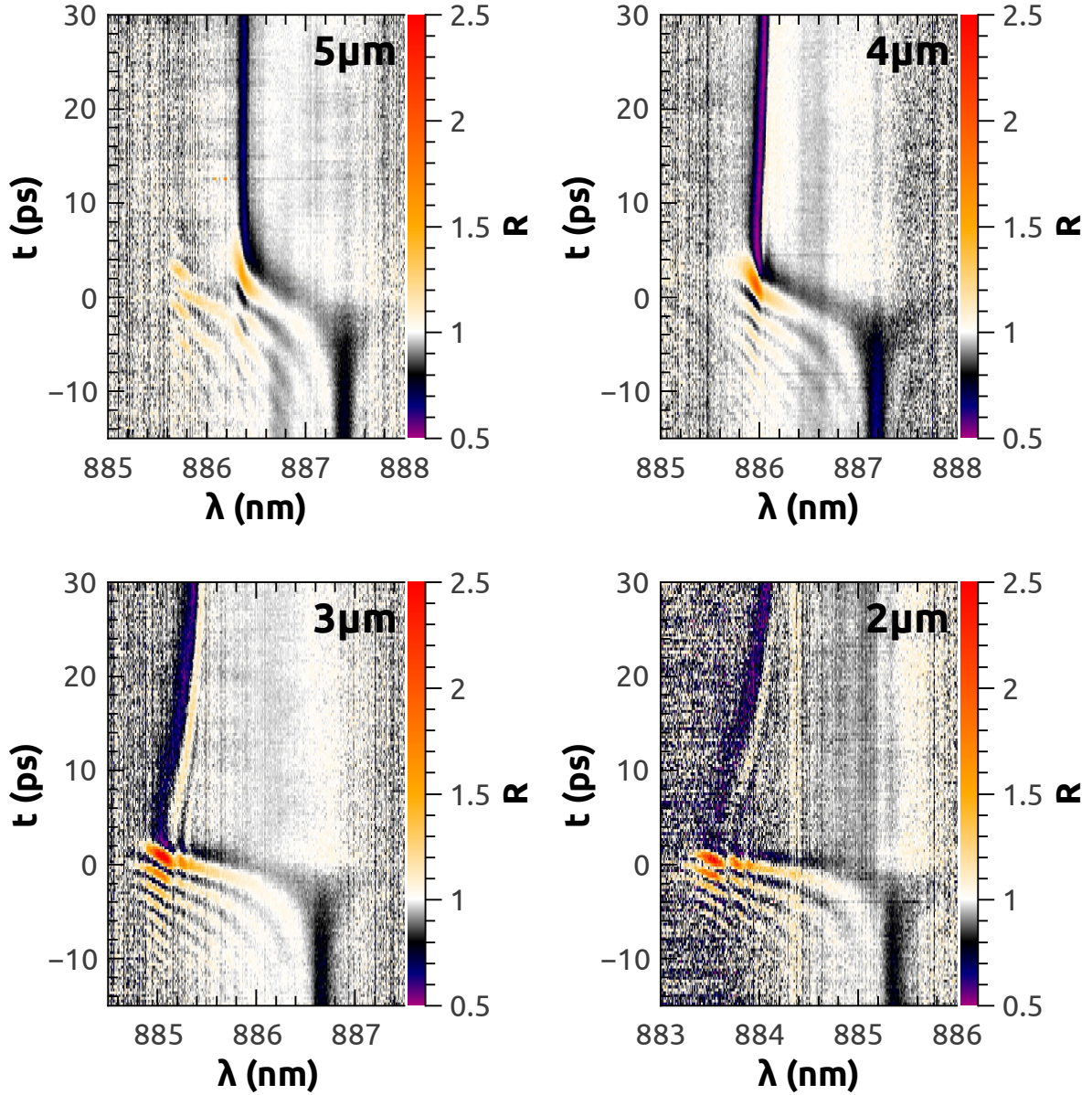


Figura 4.8: Mediciones de espectroscopia de reflexión de alta resolución temporal para pilares cuadrados de $5\mu\text{m}$, $4\mu\text{m}$, $3\mu\text{m}$ y $2\mu\text{m}$ de lado. Las mediciones fueron realizadas con la misma potencia incidente y apertura del iris. Los valores de reflexión superiores a 1 corresponden a emisión por parte de la muestra.

Volviendo al tema de la emisión observada, existen dos pistas clave para entender su naturaleza. Por un lado, la emisión no puede ser debida a la recombinación de pares e-h; de ser así debería ser observable para todo tiempo, ya que la recombinación es in-

⁴En realidad de una serie de pulsos idénticos, como ya se refirió en el capítulo 3.

dependiente del retraso temporal entre pulsos de sondeo y bombeo, y además ocurre en tiempos característicos del orden de los ns. Por otro lado, se observa que toda emisión se da del lado hacia el que se desplaza el modo óptico. El primer punto nos indica que la fuente de la radiación observada es el pulso de sondeo, ya que es la única variable que depende del tiempo de retraso durante el experimento. El segundo punto nos da la clave para entender el mecanismo subyacente. Esto es, debido a que los fotones del pulso de sondeo que ingresan a la cavidad viven un tiempo finito dentro de la misma, y que durante ese tiempo la cavidad cambia su posición espectral, existe un cambio de frecuencia (color) de los mismos [127–129] en la dirección de dicho cambio. Esto puede ser difícil de imaginar para el caso de la luz, pero si se piensa en otros resonadores más cercanos a la experiencia cotidiana, se ve que no es tan extraño. Una cuerda de guitarra, por ejemplo, posee una resonancia dada por su largo, su densidad lineal y la tensión a la que está sometida. Al ser perturbada, vuelve lentamente al reposo mientras oscila con su frecuencia de resonancia. Al oscilar, el aire que la rodea es perturbado y se genera sonido, que nosotros interpretamos como una nota. Si cambiamos el largo o tensión de la cuerda y repetimos la perturbación, la frecuencia de resonancia será distinta y oiremos otra nota. Ahora, si partimos de una condición determinada y luego de perturbar la cuerda, la cambiamos dinámicamente durante su recuperación, generaremos un sonido característico, dado por el cambio progresivo en la resonancia de la cuerda. Este cambio progresivo de la frecuencia de resonancia genera una redistribución de la energía mecánica confinada en la cuerda, de forma que a partir de las oscilaciones previas surgen nuevas oscilaciones con frecuencias distintas. De la misma forma, nuestro resonador, al cambiar su frecuencia de resonancia, genera una redistribución de la energía electromagnética confinada dentro de los pilares, generando nuevas componentes espectrales, que nosotros observamos como una emisión. Claramente, los resonadores estudiados en este trabajo son mucho más complejos que una simple cuerda tensada, pero en lo que respecta al fenómeno observado, se puede entender de la misma forma. En lo que sigue introduciremos un modelo simplificado para describir este fenómeno.

Aproximando la cavidad mediante un oscilador armónico es posible reproducir los aspectos generales observados experimentalmente [127]. Para calcular el espectro emitido, resolveremos la ecuación diferencial del oscilador armónico forzado⁵, suponiendo que tanto la frecuencia de resonancia (ω_0), como la vida media (τ) varían en el tiempo (t') debido a la perturbación generada por el pulso de bombeo:

$$\frac{\partial^2 E_e(t')}{\partial t'^2} + \frac{2}{\tau(t')} \frac{\partial E_e(t')}{\partial t'} + \omega_0^2(t') E_e(t') - F_i(t' - t) = 0, \quad (4.18)$$

donde t' representa el tiempo durante la evolución de la interacción para cada retraso

⁵Es decir, se modela el modo de cavidad “forzado” por el pulso de sondeo.

temporal t entre el pulso de sondeo y la excitación. Es decir, para cada retraso temporal t se calcula la evolución para todo tiempo t' del campo debido a $F_i(t'-t)$, que representa la fuerza que el campo eléctrico del pulso de sondeo (E_i) aplica sobre el oscilador y $E_e(t')$ representa el campo eléctrico dentro de la cavidad, que es lo que deseamos calcular. Una vez calculado, se realiza la transformada de Fourier de $E_e(t')$ para cada retraso t para obtener el espectro de emisión buscado ($FT_e(t)$).

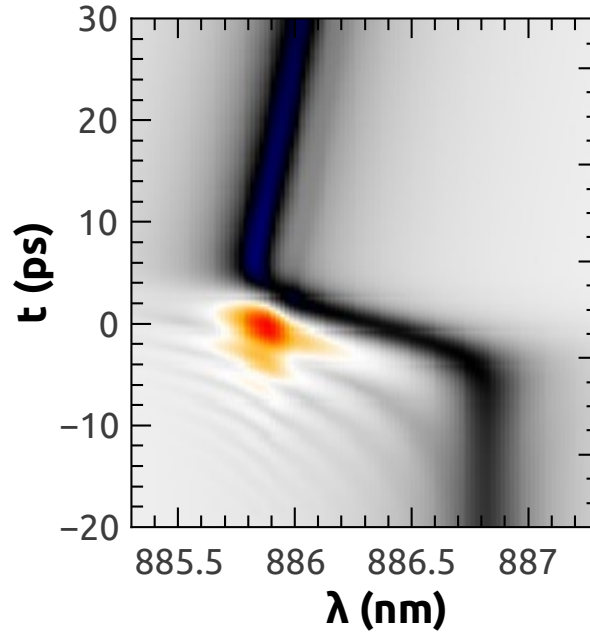


Figura 4.9: Cálculo del espectro debido a un resonador armónico cuya resonancia y pérdida varían como una función error, seguida de una recuperación dada por un decaimiento exponencial hacia la condición de reposo.

Para simular el espectro absorbido ($FT_a(t)$) debemos calcular qué distribución espectral de cada pulso logra ingresar a la cavidad para cada tiempo. Supondremos que la reflectividad está dada por la posición instantánea del modo, y que la reflectividad efectiva medida está dada por su promedio durante la duración del pulso de sondeo. La ecuación que describe esto es muy similar a la ec. (4.18), aunque fundamentalmente distinta:

$$\frac{\partial^2 E_a(t')}{\partial t'^2} + \frac{2}{\tau(t)} \frac{\partial E_a(t')}{\partial t'} + \omega_0^2(t) E_a(t') - F_i(t' - t) = 0, \quad (4.19)$$

donde $E_a(t')$ es la evolución temporal del campo que ingresa a la cavidad. La diferencia radica en que para cada retraso temporal t , la posición espectral y la vida media del modo se mantienen constantes, ya que no dependen del tiempo t' . Es decir, para cada retraso el oscilador se encuentra en un estado distinto, pero estático. El resultado se transforma por Fourier y luego, para simular el efecto que tiene que la medición tenga una determinada duración y que en ese tiempo el oscilador cambia, se promedia la absorción calculada, pesada por el tiempo de interacción con el pulso de sondeo.

El resultado final consiste en:

$$R^*(\lambda, t) = \frac{FT_i(\lambda) - FT_a(\lambda, t) + \varpi \cdot FT_e(\lambda, t)}{FT_i(\lambda)}, \quad (4.20)$$

donde FT_i , FT_a y FT_e corresponden a las transformadas de Fourier normalizadas del campo incidente, absorbido y emitido, respectivamente, y ϖ es un factor que representa la razón entre la emisión y la absorción.

En la fig. 4.9 se muestra el resultado obtenido aproximando la cavidad mediante un oscilador armónico cuya frecuencia y vida media cambian como una función error, seguida por una recuperación dada por una exponencial decreciente (representando el comportamiento observado e. g. en la fig. 4.7). Alrededor de la excitación ($-10 \text{ ps} < t < 5 \text{ ps}$) se observan varias franjas de emisión hacia longitudes de onda menores al modo, las cuales se vuelven más intensas en la posición espectral hacia la cual el modo se mueve. Asimismo, se observa que la franja correspondiente al mayor retraso temporal es más intensa que las previas. Ambos comportamientos reflejan las observaciones experimentales mostradas en la fig. 4.8. Durante la recuperación posterior ($t > 5 \text{ ps}$), por otro lado, se distingue una tenue banda de emisión del lado opuesto del modo, análogamente a lo observado en la fig. 4.8 para los pilares más pequeños. En general, el simple modelo utilizado describe razonablemente bien los principales comportamientos observados experimentalmente. Sin embargo, existe un detalle, indudablemente relacionado con la dinámica compleja del campo electromagnético durante la excitación pulsada de la cavidad, que este modelo no puede explicar: el ensanchamiento aparente del modo durante los instantes previos al corrimiento. La explicación de este fenómeno sigue siendo una incógnita.

Respecto de las distintas velocidades de reacción observadas experimentalmente para los distintos tamaños, por otro lado, pueden atribuirse a los distintos acoplamientos entre el pulso de bombeo y los pilares. Como vimos en el capítulo 3, la velocidad de cambio de la posición espectral del modo óptico depende de la integral de superposición entre el pulso incidente y el modo óptico en cuestión. Esto queda claramente evidenciado en la ec. (4.6), donde α es una constante y $E_{max}(t)$ sólo depende de la potencia del pulso de excitación. Por lo tanto, el modo óptico tenderá a moverse más rápidamente para pilares con un mayor acoplamiento (I_i), que para las condiciones experimentales utilizadas en nuestro caso, corresponde a los pilares más pequeños. Sin embargo, como ya hemos descripto, cuando el modo se desintoniza respecto del pulso de bombeo, la excitación decrece, poniendo un límite al máximo cambio posible dada una determinada desintonización inicial. Bajo estas hipótesis, uno esperaría observar un comportamiento más similar a una función error para los pilares mayores, y una función error más abrupta, pero truncada a un tiempo menor a la duración del pulso de bombeo para pilares más pequeños, justo cuando la sintonización se pierde. Esto

último se observa ligeramente en el pilar de $3\ \mu\text{m}$ y más claramente en el caso del de $2\ \mu\text{m}$. Los pilares de $5\ \mu\text{m}$ y $4\ \mu\text{m}$, en cambio, muestran una dependencia bien descrita por una función error completa.

4.3. Biestabilidad del modo óptico de cavidad

Como hemos visto, la posición de la resonancia óptica depende fuertemente de la presencia de portadores excitados. Durante los experimentos llevados a cabo en las secciones anteriores se excitaba, mediante un pulso de bombeo, una población de pares e-h dentro del espaciador de GaAs, los cuales posteriormente difundían y se recombinaban, dando lugar a una dinámica temporal característica del modo óptico de cavidad. A dicho esquema, como explicamos en la sección § 4.1, se le puede sumar una excitación láser continua como forma de investigar fenómenos relacionados a la biestabilidad óptica [122, 123].

Existen dos experimentos típicos utilizados en el estudio de biestabilidades en sistemas de este tipo, ambas utilizando sólo un láser. Por un lado, manteniendo la excitación láser en una longitud de onda fija, se aumenta la potencia de la excitación hasta que el sistema cambia al estado excitado. Mediante experimentos de este tipo, se ha demostrado la biestabilidad de sistemas de múltiples pozos cuánticos, donde el estado de baja excitación presenta una alta absorción (bajo \mathcal{Q}_{op}) y el de alta excitación presenta una baja absorción (alto \mathcal{Q}_{op}) debido a la saturación de los pozos cuánticos [130, 131]. Mediante la misma técnica se ha demostrado el efecto inverso, es decir, modo excitado de bajo \mathcal{Q}_{op} , modo fundamental de alto \mathcal{Q}_{op} , esta vez aprovechando la dependencia de las resonancias de los pozos cuánticos con la temperatura [132]. El otro tipo de experimento típico consiste en mantener la potencia de excitación constante, y cambiar la posición espectral del láser de forma continua [133]. Los experimentos que presentaremos a continuación son fundamentalmente distintos, aunque más cercanos a esta última estrategia.

En la fig. 4.10 se presenta una comparación entre la respuesta temporal del modo óptico fundamental de un pilar cuadrado de $3\ \mu\text{m}$ de lado al ser sometido a las mismas condiciones de excitación pulsada, pero en presencia (fig. 4.10 a) y ausencia (fig. 4.10 b) de un láser continuo. La diferencia más notable en los comportamientos observados es lo que ocurre en la fig. 4.10 a cuando el modo se encuentra volviendo a su posición de reposo, luego de la excitación del pulso de bombeo. Al llegar a la posición del láser continuo, el modo cesa su relajación, permaneciendo fijo en una posición levemente desplazada hacia menores λ respecto del láser. Esto no se observa, claramente, en el caso en que el láser continuo no está presente (fig. 4.10 b). La razón por la cual ocurre, es que la línea del láser continuo es espectralmente angosta, y sólo es capaz de acoplarse eficientemente al modo óptico cuando ambos se encuentran sintonizados.

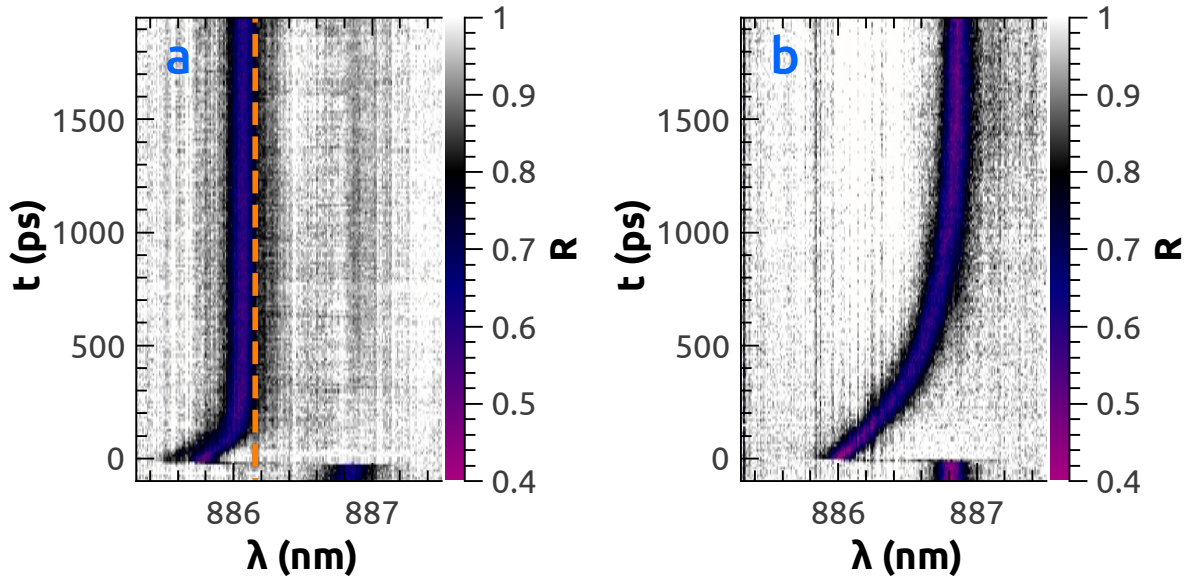


Figura 4.10: Dinámica temporal del modo óptico fundamental de un pilar cuadrado de $3\mu\text{m}$ de lado cuando además del pulso de bombeo es excitado mediante un láser continuo con una potencia de 15 mW (a) y cuando sólo es excitado mediante el pulso de bombeo (b). La línea de trazos naranja indica la posición espectral del láser continuo.

En la posición de equilibrio ($t < 0$) el modo se encuentra muy desintonizado y, por lo tanto, la interacción es despreciable. Como ya hemos explicado, al incidir el pulso de bombeo, se generan pares e-h dentro del espaciador de GaAs, lo que genera un cambio en el índice de refracción y, por lo tanto, en la posición espectral del modo óptico de cavidad. Al difundir y recombinarse, el modo vuelve gradualmente a su condición inicial. Sin embargo, al llegar a la posición correspondiente al láser continuo, la sintonización entre éste y el modo óptico mejora y el campo eléctrico dentro de la cavidad crece rápidamente. La nueva afluencia de fotones dentro del espaciador de GaAs permite nuevamente la excitación de pares e-h, lo que tiende a mover el modo óptico nuevamente hacia menores λ y, por lo tanto, a desintonizar nuevamente el modo óptico respecto del láser. Esto promueve un estado cuasiestacionario, donde la densidad de portadores no cambia, ya que la velocidad de recombinación equipara a la de generación. Esencialmente, la presencia de la excitación continua desintonizada del modo óptico de reposo promueve una biestabilidad del tipo dispersivo en el sistema [123]. Es decir, existen dos posiciones espectrales estables para el modo óptico de cavidad: una con una población de portadores fotoexcitados elevada, y otra sin portadores fotoexcitados. De la fig. 4.10 a se desprende que utilizando un pulso láser es posible cambiar la posición del modo óptico desde su posición de estabilidad de baja concentración de portadores a la posición de alta concentración, siendo el tiempo aproximado de cambio del orden de los 200 ps. Para volver al estado de baja excitación, es necesario quitar la excitación continua. En este caso, el tiempo aproximado de cambio está dado por la fig. 4.10 b,

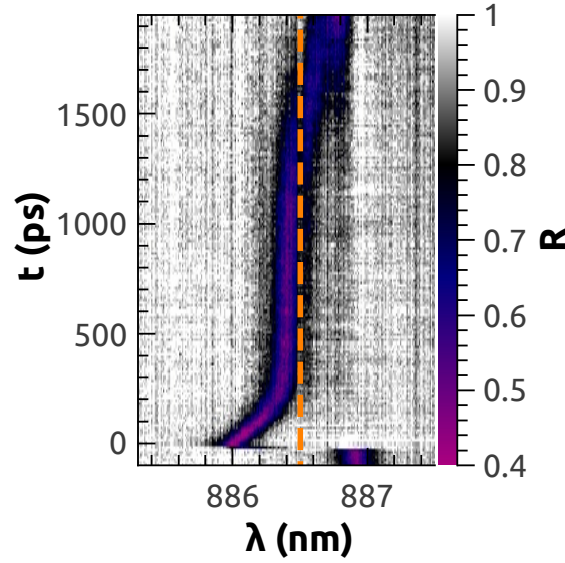


Figura 4.11: Dinámica temporal del modo óptico fundamental de un pilar cuadrado de $3\mu\text{m}$ de lado cuando además del pulso de bombeo es excitado mediante un láser continuo con una potencia de 10 mW. La línea de trazos naranja indica la posición espectral del láser continuo.

siendo del orden de los 1000 ps. Como vimos en el capítulo 3, utilizando pilares de menor tamaño es posible disminuir este tiempo, siendo el tiempo de recuperación para un pilar de $2\mu\text{m}$ aproximadamente la mitad del de un pilar de $3\mu\text{m}$. Según estas consideraciones, y para el caso particular de una separación entre modos biestables de $\sim 1\text{ nm}$, el mínimo período de un ciclo entre los mismos para un pilar de $2\mu\text{m}$ de lado sería del orden de los $\sim 0.6\text{ ns}$, lo que corresponde a una frecuencia máxima de 1.7 GHz, aunque este valor podría aumentarse en al menos un factor 3 disminuyendo la separación entre los modos.

La recombinación continua de portadores, sin embargo, genera fonones incoherentes de forma continua, lo que se traduce en un calentamiento de la muestra. Este calentamiento genera un aumento en el índice de refracción del GaAs (opuesto al cambio que producen los portadores excitados), lo que tiende a mover el modo óptico hacia mayores λ , en contraposición al efecto que tienen los pares e-h. El tiempo característico para la difusión térmica es considerablemente más lento que los tiempos manejados en estos experimentos⁶, por lo que su efecto, acumulado durante el tiempo que dura la sintonización entre el modo óptico y el láser continuo, puede observarse inclusive durante los momentos previos a la excitación mediante el pulso de bombeo. Comparando las fig. 4.10 a y fig. 4.10 b puede notarse, para tiempos anteriores a la excitación pulsada ($t < 0$), un leve ensanchamiento y corrimiento del modo hacia mayores λ en la primera. Esta diferencia se debe al calentamiento medio sufrido por la muestra durante

⁶Los tiempos característicos de difusión térmica, como veremos en el capítulo 5, son del orden de algunos microsegundos.

las iteraciones previas, debido al láser continuo.

En la fig. 4.10 a, se podría interpretar que el modo, una vez sintonizado con el láser continuo, y si las condiciones de alineación y potencia del mismo no cambian, debería permanecer fijo permanentemente hasta que se retire dicha excitación. Sin embargo, a pesar de que la medición se realizó hasta ~ 2000 ps, ya es evidente que esto no ocurre. La razón de esta afirmación es que, de ser así, el modo debería estar en la misma

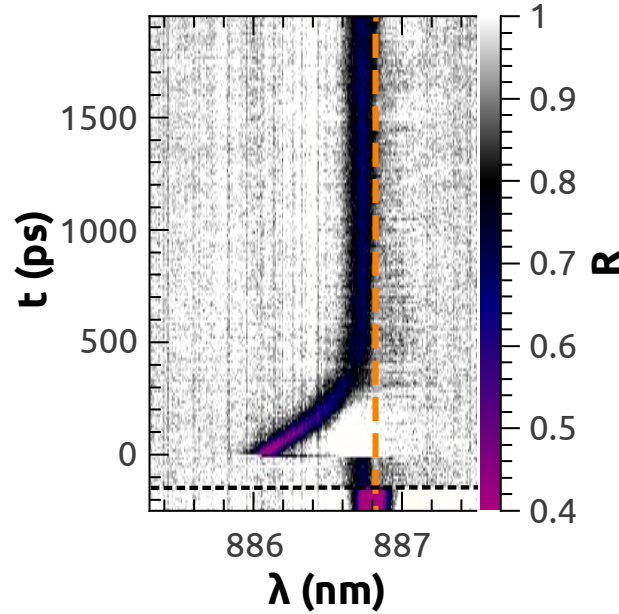


Figura 4.12: Dinámica temporal del modo óptico fundamental de un pilar cuadrado de $3\mu\text{m}$ de lado cuando además del pulso de bombeo es excitado mediante un láser continuo con una potencia de 14 mW. La línea de trazos naranja indica la posición espectral del láser continuo. Durante los primeros instantes de la medición ($t \lesssim -150$ ps, correspondiente a tiempos por debajo de la línea punteada negra) el láser continuo se mantuvo tapado, para poder apreciar mejor el efecto sobre el modo óptico al dejarlo incidir sobre la muestra.

posición espectral previamente a la incidencia del pulso de bombeo de esta iteración, ya que el inicio de una iteración corresponde también al final de la anterior⁷, y todas son iguales, en principio. Por lo tanto, en algún tiempo el modo debe desintonizarse y retornar a la posición de reposo. Una posible explicación es justamente el efecto que tiene la recombinación continua sobre la temperatura de la muestra. Como ya dijimos, el efecto es acumulativo, y proporcional al tiempo de permanencia del modo en el estado excitado, por lo que no es extraño suponer que luego de determinado tiempo, la temperatura sube lo suficiente como para que el cuasiequilibrio existente entre la generación de portadores y su recombinación se vea perturbada. En la fig. 4.11 se presenta otra medición realizada sobre el mismo pilar, pero con una potencia de excitación continua menor. Una menor potencia implica una menor capacidad de excitación de portadores, por lo que el cuasiequilibrio logrado es más débil y un cambio en la temperatura, por

⁷Recordar que los pulsos consecutivos, tanto de bombeo como de sondeo, están separados ~ 12.5 ns entre sí, debido a la frecuencia de repetición del láser.

más que sea menor, tiene una mayor influencia. Gracias a esto, es posible observar directamente el momento en que el equilibrio se pierde y el modo relaja hacia el estado de reposo. Otra alternativa es medir durante un tiempo mayor, aunque por razones de estabilidad del láser pulsado y de la alineación, es más complicado experimentalmente.

Para lograr que el modo quede efectivamente bloqueado en el modo excitado para todo tiempo, hay que favorecer el mecanismo de generación frente al de recombinación y calentamiento, de forma que nunca se vea superado. Una forma de lograr esto es elegir un punto de cuasiequilibrio en el cual sea más fácil excitar portadores. La opción más favorable, es sintonizar el láser continuo sobre el modo de cavidad previo a la incidencia del pulso de bombeo. En este caso, existen dos posibilidades: al interactuar fuertemente con la cavidad, se genera un calentamiento que mueve el modo óptico hacia mayores λ ; o se logra el equilibrio buscado. En la fig. 4.12 se presenta el resultado experimental logrado, que muestra el segundo tipo de comportamiento. Durante los primeros instantes de la medición ($t \lesssim -150$ ps, indicado con una línea punteada negra en la fig. 4.12) se mantuvo tapado el láser continuo, para ser capaces de comparar el aspecto y posición espectral del modo con y sin excitación continua. Al permitir que el láser continuo incida sobre la muestra, se observa un ligero corrimiento del modo hacia menores λ , al mismo tiempo que se vuelve menos profundo. Esto concuerda con el caso de un modo “más caliente” (menor Q_{op}), pero aún así bloqueado permanentemente durante la medición. Si el bloqueo no se diera, el modo aparecería, para $0 \text{ ps} > t > -150 \text{ ps}$, corrido hacia mayores λ respecto al caso sin excitación continua. No debe olvidarse, no obstante, que el modo bloqueado es el excitado. El modo de baja concentración de portadores fotoexcitados en este caso está desplazado hacia mayores λ debido a la mayor temperatura de la muestra generada por la continua excitación y recombinación de portadores. La diferencia con el caso observado en la fig. 4.10 es que las nuevas condiciones de excitación hacen que el modo excitado sea siempre más estable que el de reposo.

Hasta ahora hemos visto que es posible bloquear el modo óptico fundamental de un pilar en una posición espectral determinada acoplándose mediante un láser continuo al mismo modo, de forma de lograr una población cuasiestacionaria de portadores. Sin embargo, en principio no debería ser una condición necesaria el acoplamiento a ese modo en particular. Si lo que buscamos es mantener la población de portadores, sólo necesitamos que la luz sea capaz de entrar en la cavidad. Para ello, debería ser posible utilizar cualquier modo óptico. En particular, se llevaron a cabo experimentos de bloqueo del modo óptico fundamental mediante excitación continua del segundo orden. En la fig. 4.13 se muestra una comparación entre la dinámica temporal del modo fundamental de un pilar cuadrado de $4 \mu\text{m}$ de lado, observada con (fig. 4.13 a) y sin (fig. 4.13 b) excitación continua. Se observa que el modo se mantiene bloqueado en una determinada posición, a pesar de que el láser se encuentra totalmente desintonizado

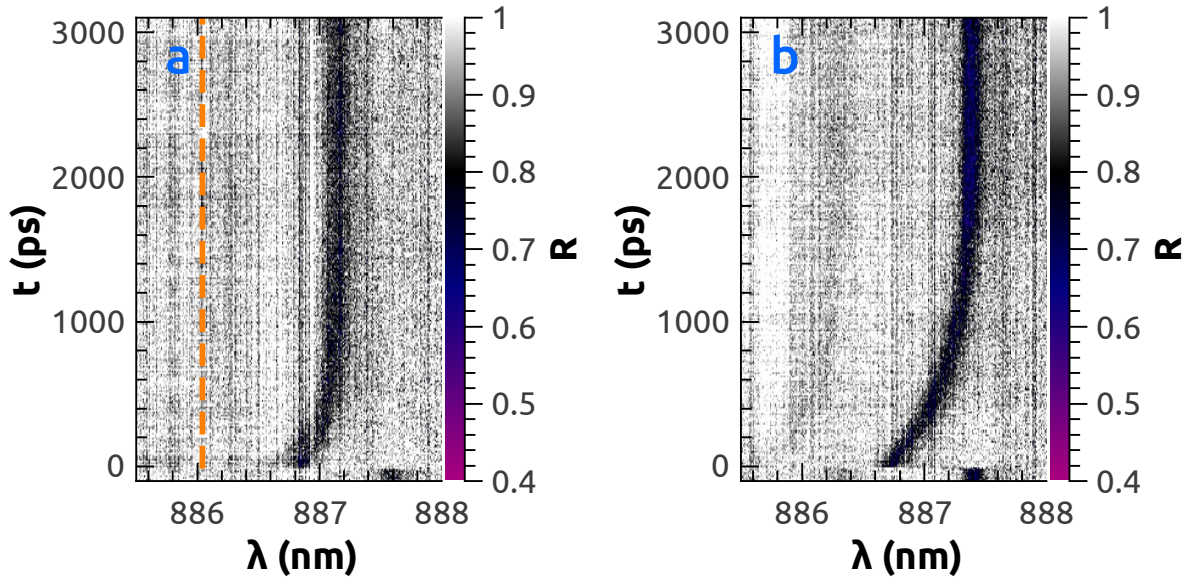


Figura 4.13: Dinámica temporal del modo óptico fundamental de un pilar cuadrado de $4\mu\text{m}$ de lado cuando además del pulso de bombeo es excitado mediante un láser continuo sintonizado con el segundo modo de cavidad confinado, con una potencia de 14mW (a) y cuando sólo es excitado mediante el pulso de bombeo (b). La línea de trazos naranja indica la posición espectral del láser continuo.

del mismo, y que no se observa el segundo modo. Esto, sin embargo, es debido a que el acoplamiento del pulso de sondeo con el mismo no es muy bueno, por lo que no es visible en el experimento. Si se modifica la posición de incidencia y colección ligeramente hacia un borde del pilar, se obtiene el resultado mostrado en la fig. 4.14. Allí queda claro que la razón por la cual el modo fundamental se bloquea es justamente porque el segundo orden queda sintonizado con el láser continuo, análogamente a los observado con anterioridad.

El hecho de ser capaces de influir de forma directa en la posición espectral y en la estabilidad del modo óptico de cavidad, si bien es en sí mismo interesante, tiene el potencial de ampliar las fronteras experimentales en el ámbito de la optomecánica y la optoelectrónica en las estructuras estudiadas en este trabajo. En el capítulo 3 mostramos cómo la generación y detección de fonones coherentes de cavidad está fuertemente influenciado por la dinámica del modo óptico de cavidad. Utilizando la técnica descrita en el presente capítulo, se podría en principio fijar una posición para la detección, fijando así la función de sensibilidad a los fonones. Por otro lado, eligiendo condiciones de excitación continua que mantengan al modo en un caúsiequilibrio débil, donde las pequeñas perturbaciones debidas a los modos mecánicos puedan hacer saltar el modo entre sus dos posiciones de estabilidad, podría ser posible amplificar el acoplamiento optomecánico. Finalmente, todos los experimentos presentados fueron realizados a temperatura ambiente, donde la influencia del calor generado sobre las propiedades ópticas de la muestra es fuerte. Aplicando estas mismas técnicas a bajas temperaturas, dicha

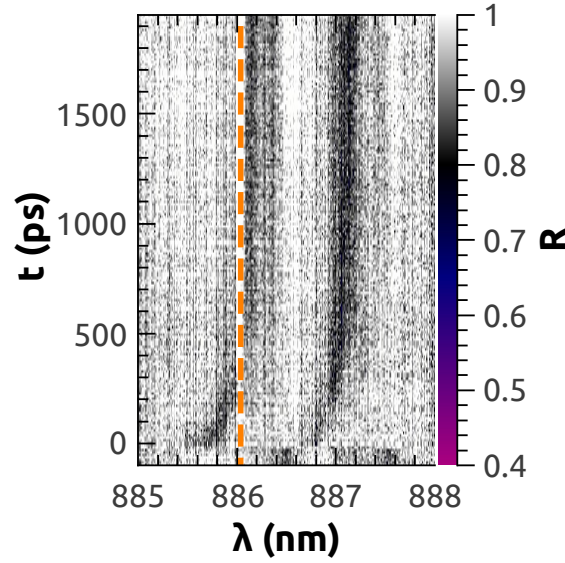


Figura 4.14: Dinámica temporal de los dos primeros modos ópticos de cavidad de un pilar cuadrado de $4\mu\text{m}$ de lado cuando además del pulso de bombeo es excitado mediante un láser continuo con una potencia de 13 mW, sintonizado con el segundo modo de cavidad confinado. La línea de trazos naranja indica la posición espectral del láser continuo.

influencia se vería fuertemente disminuida. De esta forma, sólo el efecto correspondiente a los portadores fotoexcitados tendría relevancia. Los problemas relacionados a la disminución del Q_{op} o al eventual desbloqueo del láser para corrimientos relativamente elevados deberían, por lo tanto, desaparecer.

4.4. Conclusiones

En este capítulo estudiamos en mayor profundidad la dinámica temporal de los modos ópticos de cavidad, al ser excitados mediante un láser pulsado. Para ello, introdujimos una técnica que combina dos equipos para obtener información espectral a partir de las mediciones de reflectometría ultrarrápida. Explicamos el procedimiento de normalización utilizado para extraer los espectros, y las limitaciones y ventajas que presenta esta técnica.

A partir de mediciones realizadas en pilares, fue posible extraer el cambio del índice de refracción del espaciador de GaAs debido a la excitación de la muestra mediante el pulso de bombeo. Asimismo, se estudió la dependencia del cambio espectral del modo óptico de cavidad con la potencia, explicando cualitativamente lo observado mediante el mismo modelo utilizado en el capítulo 3 para explicar la dependencia con sintonización de la intensidad de los modos mecánicos medidos. Se caracterizó también la dependencia del espectro medido con la apertura numérica, observándose una fuerte disminución de la claridad de los espectros medidos a medida que se amplía el ángulo

sólido colectado, a la vez que aumenta la cantidad de modos visibles.

Por otro lado, se estudió mediante experimentos de gran resolución temporal la respuesta óptica de la muestra durante el tiempo de excitación, que presenta una duración del orden de los ~ 10 ps. Gracias a esto, se pudo observar la aparición de bandas laterales y franjas de emisión cuando el modo óptico cambia de posición espectral. Esto se pudo explicar considerando la reemisión dinámica de la radiación proveniente del pulso de sondeo que se ve confinada dentro de una cavidad que varía temporalmente a gran velocidad. Para reproducir los fenómenos observados, se implementó un modelo relativamente simple, que considera la interacción de un oscilador armónico de resonancia variable con un pulso de excitación. Los resultados obtenidos, si bien no reproducen exactamente los resultados experimentales, si muestran los rasgos característicos observados.

Finalmente, se implementó un arreglo experimental que incluye la posibilidad de introducir un láser de emisión continua. Gracias a esto, se llevaron a cabo experimentos en los cuales se evidencia la biestabilidad óptica del sistema. Cambiando la potencia de incidencia o la sintonización con los distintos órdenes ópticos, se demostraron distintas condiciones de bloqueo del modo óptico en el estado excitado. El principal problema en este tipo de experimentos demostró ser el cambio en la posición espectral del modo óptico de cavidad debido al calentamiento de la muestra. Esto debería dejar de presentar un problema a temperaturas criogénicas, debido a que el *gap* electrónico del GaAs se vuelve significativamente más insensible a cambios en temperatura. Esto permitiría la realización de interesantes experimentos, acoplando las biestabilidades ópticas con la generación y detección de los modos acústicos de cavidad.

Capítulo 5

Confinamiento óptico 3D mediante excitación láser

En los capítulos anteriores se discutió y estudió la utilidad e importancia del confinamiento óptico en cavidades. Debido a la gran cantidad de aplicaciones, tanto desde el punto de vista de la investigación, como desde el punto de vista tecnológico, diversos dispositivos basados en el confinamiento óptico han sido desarrollados a lo largo del tiempo. Típicamente, las dimensiones de confinamiento, longitud de onda de trabajo y factor de calidad Q_{op} de estos resonadores se encuentran definidos por diseño, y la capacidad de modificar en cierta medida estas características mediante perturbaciones externas es un objetivo buscado para aplicaciones relacionadas, por ejemplo, a la modulación y control de señales. El enfoque más estándar para lograrlo consiste en el uso de resonadores de alto Q_{op} cuyos modos pueden ser ajustados mediante pequeños cambios en el índice de refracción [8, 134].

El confinamiento óptico puede darse en una o más dimensiones, dando lugar a diferencias significativas en el espectro fotónico y en las interacciones entre los fotones y los portadores/fonones en los dispositivos. Debido al interés existente en fenómenos físicos en condiciones de confinamiento 3-dimensional [135–139], se han llevado a la práctica varias estrategias alternativas para lograrlo; por ejemplo, mediante la formación de defectos locales en cristales fotónicos [140], realizando un diseño lateral de una muestra inicialmente plana mediante una litografía intermedia durante el proceso de crecimiento [141], generando una oxidación lateral selectiva [142, 143], o mediante el estructurado lateral completo para formar microdiscos o micropilares [69, 71, 144]. En los microrresonadores estudiados a lo largo de este trabajo, el confinamiento lateral se efectuó mediante esta última estrategia, aprovechando el gran contraste de índices de refracción existente entre los materiales que constituyen la muestra y el aire/vacío. Este tipo de estructuras, sin embargo, sufre de las mismas limitaciones que todos los dispositivos de estado sólido de su clase, respecto a la incapacidad de cambiar sus carac-

terísticas significativamente. La situación, sin embargo, es diferente si el confinamiento no solo puede ser ajustado espectralmente, sino que puede también ser encendido o apagado a voluntad. Cavidades de este tipo ya han sido estudiadas y aplicadas en el ámbito de la física de polaritones. Una estrategia utilizada, por ejemplo, consiste en la formación de barreras de energía (zonas de *gap* mayor) mediante la fotoexcitación de portadores a bajas temperaturas [145–147]. Se ha demostrado también la emisión de modos confinados debido a un fuerte gradiente en la ganancia [148]. En este capítulo, se demostrará y explicará un mecanismo de confinamiento lateral puramente óptico, mediante una estrategia análoga a las mencionadas, aunque fundamentalmente distinta. El confinamiento está basado en la formación de un gradiente lateral en el índice de refracción, generado mediante el calentamiento localizado de la estructura mediante excitación láser intensa con energías por encima del *gap* electrónico del GaAs. Debido a que el mismo se genera ópticamente, el dispositivo posee la capacidad de ser altamente ajustable y reversible.

En primer lugar se mostrarán algunos resultados experimentales para introducir al lector al problema. Luego se presentará un modelo teórico para explicar las observaciones experimentales. Finalmente se explicará el origen físico del confinamiento observado mediante mediciones llevadas a cabo utilizando un modulador acusto-óptico para controlar el tiempo de interacción del haz con la muestra.

5.1. Introducción

En el capítulo 1 se estudiaron los espectros de fotoluminiscencia tanto de cavidades planas como de microrresonadores con confinamiento 3D. Allí analizamos la relación de dispersión de los modos ópticos de cavidad y observamos que para una muestra plana (y para ángulos pequeños) puede aproximarse mediante una parábola, mientras que para los pilares la relación de dispersión se discretiza, apareciendo modos con anchos espectrales y angulares bien definidos. Todas las mediciones mostradas fueron llevadas a cabo con potencias bajas de excitación, debido a que la fotoluminiscencia es un proceso relativamente eficiente, por lo que no se requiere una gran potencia incidente para obtener un buen espectro. En el presente capítulo se estudiará un fenómeno que surge al excitar ópticamente estas muestras, mediante un láser con energía superior al *gap* del GaAs y $\text{Al}_{0.1}\text{Ga}_{0.9}\text{As}$, y con potencias relativamente elevadas, en una área reducida. El mismo consiste en el confinamiento lateral del campo electromagnético debido a un cambio local del índice de refracción. Este cambio se demuestra que está originado por el calentamiento localizado de la estructura debido al haz láser incidente, con la mediación de los portadores fotoexcitados, los cuales al relajarse y recombinarse generan una fuente de calor dentro de la estructura. En la fig. 5.1a se muestran los cambios observados en el espectro de fotoluminiscencia medido, al aumentar la potencia

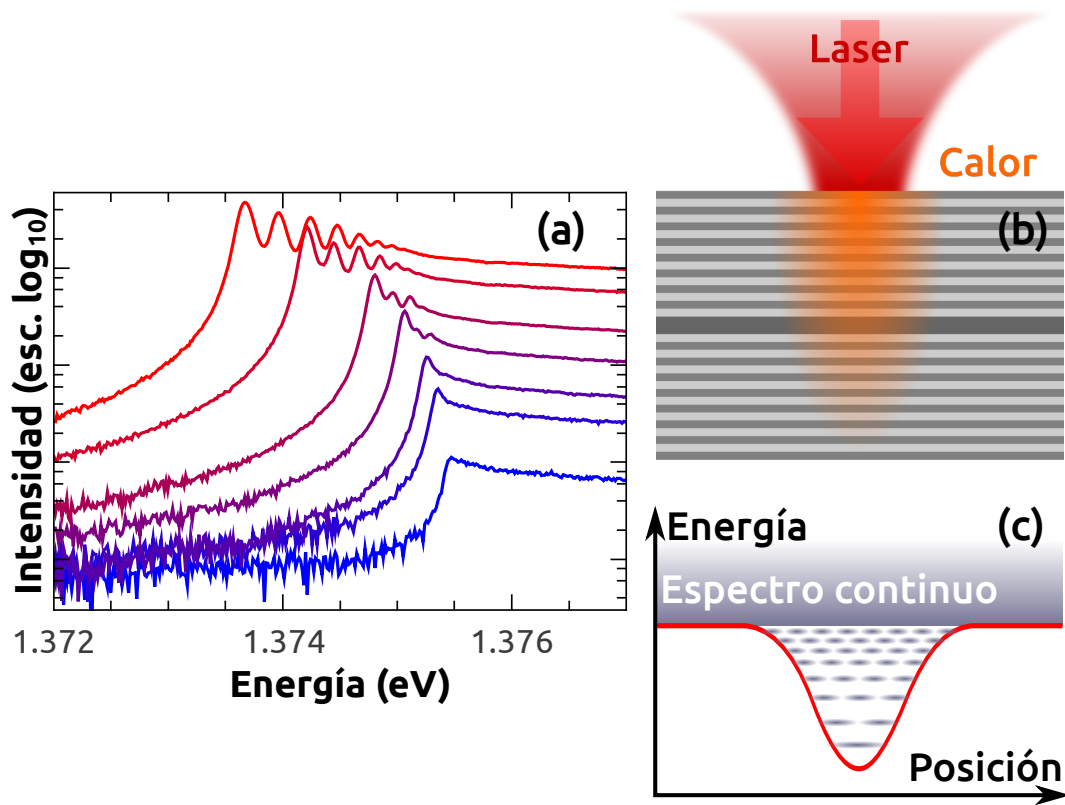


Figura 5.1: a) Espectros de fotoluminiscencia en función de la potencia incidente, que van desde 1.8 mW hasta 22.2 mW. b) Esquema del sistema, que muestra la generación de calor debida a la excitación láser. c) Representación de un pozo de potencial óptico Gaussiano y la modos confinados resultantes, que aparecen debajo del espectro continuo original.

del láser incidente (de azul a rojo, aumenta la potencia entre 1.8 mW y 22.2 mW). El espectro de baja potencia en la fig. 5.1 b (curva azul, obtenida mediante una excitación de 1.8 mW) es representativo del caso de microcavidad planar con confinamiento en una única dimensión, la de crecimiento. El factor de calidad Q_{op} de la cavidad plana en la región de transparencia, debajo de la resonancia electrónica del GaAs, es de aproximadamente 10^4 . Esto corresponde, para la emisión en la dirección de crecimiento de la estructura (perpendicular a la muestra), a un pico de $\sim 150 \mu\text{eV}$ de ancho centrado en este caso en $\sim 1.3755 \text{ eV}$. Esta emisión define el flanco de baja energía de la curva. Su continuación esencialmente plana hacia energías más altas está dada por la dispersión parabólica en el plano del modo óptico de cavidad, que se colecta dentro de la apertura numérica del objetivo del microscopio [149]. Cuando se aumenta la potencia del láser (nótese la escala logarítmica vertical), se producen cambios importantes y bastante llamativos en los espectros. Dos características nuevas y notorias se evidencian. Estas son, un desplazamiento hacia menores energías de la emisión y la aparición de nuevos picos, que contrastan con el espectro de baja potencia. Como argumentaremos más adelante, estas características evidencian el confinamiento óptico 3D dentro de un pozo potencial óptico gaussiano, inducido por la excitación láser. En la fig. 5.1 b se muestra un esquema de la distribución de la fuente de calor dentro de la muestra, debido a la

excitación láser. Debido a la energía del láser, se generan pares electrón-hueco tanto en el espaciador de GaAs como en las capas de $\text{Al}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{As}$. Los mismos no pueden difundir más que lateralmente, debido a que las capas de $\text{Al}_{0,95}\text{Ga}_{0,05}\text{As}$ poseen un *gap* electrónico mayor. Al relajar, los portadores entregan energía a la red cristalina, lo que se refleja como un aumento de la temperatura de la misma. El calor generado, a diferencia de los portadores, es capaz de difundir en todas las direcciones. Estos cambios locales en la muestra generan un gradiente en el índice de refracción, el cual puede ser modelado como un pozo de potencial óptico Gaussiano (dado en principio por el *spot* del láser), lo que, como discutiremos más adelante, da lugar a nuevos estados confinados, de menor energía que el modo fundamental original. Los mismos se esquematizan en la fig. 5.1 c.

5.2. Resultados

En la fig. 5.2 se presentan algunos resultados de mapeos espaciales y del plano k llevados a cabo sobre la muestra plana, para dos potencias diferentes. Las fig. 5.2a y fig. 5.2b corresponden a una medición a baja potencia (1.7 mW), mientras que las fig. 5.2c y fig. 5.2d corresponden a una medición de alta potencia (18 mW). En la fig. 5.2a se aprecia una emisión con una distribución lateral dada por el área iluminada por el láser, y un espectro continuo, como es esperable en una muestra sin confinamiento lateral. La relación de dispersión del modo óptico, graficada en la fig. 5.2b, sigue el comportamiento cuasiparabólico que ya se estudió en el capítulo 1. Al aumentar la potencia, el espectro observado cambia drásticamente. En la fig. 5.2c se pueden distinguir dos zonas bien diferenciadas, por encima y debajo de 1.3755 eV. Por encima se observa una distribución espacial de la emisión muy similar (aunque más intensa, debido a la mayor potencia de excitación) a lo observado para bajas potencias (fig. 5.2a). Por debajo, en cambio, se observan varios modos discretos y que llamaremos en adelante *modos anómalos* para distinguirlos. En la fig. 5.2d puede verse el equivalente angular del fenómeno. Por encima de 1.3755 eV se observa la relación de dispersión parabólica, característica del modo óptico de cavidad, mientras que por debajo se observa la relación de dispersión de los modos anómalos.

Se llevaron a cabo mediciones de fotoluminiscencia con distintas potencias de excitación, para 4 sintonizaciones distintas del modo óptico de cavidad respecto de la resonancia electrónica del GaAs en ~ 1.42 eV. En la fig. 5.3 se presentan los espectros obtenidos. Las curvas verdes corresponden al caso en que el modo de cavidad se encuentra sintonizado sobre la resonancia, y por lo tanto el material presenta la máxima absorción, mientras que las curvas negras corresponden a una sintonización tal que la muestra es esencialmente transparente. Varias diferencias se observan entre estos espectros. A bajas potencias se aprecia una significativa diferencia en la intensidad de la

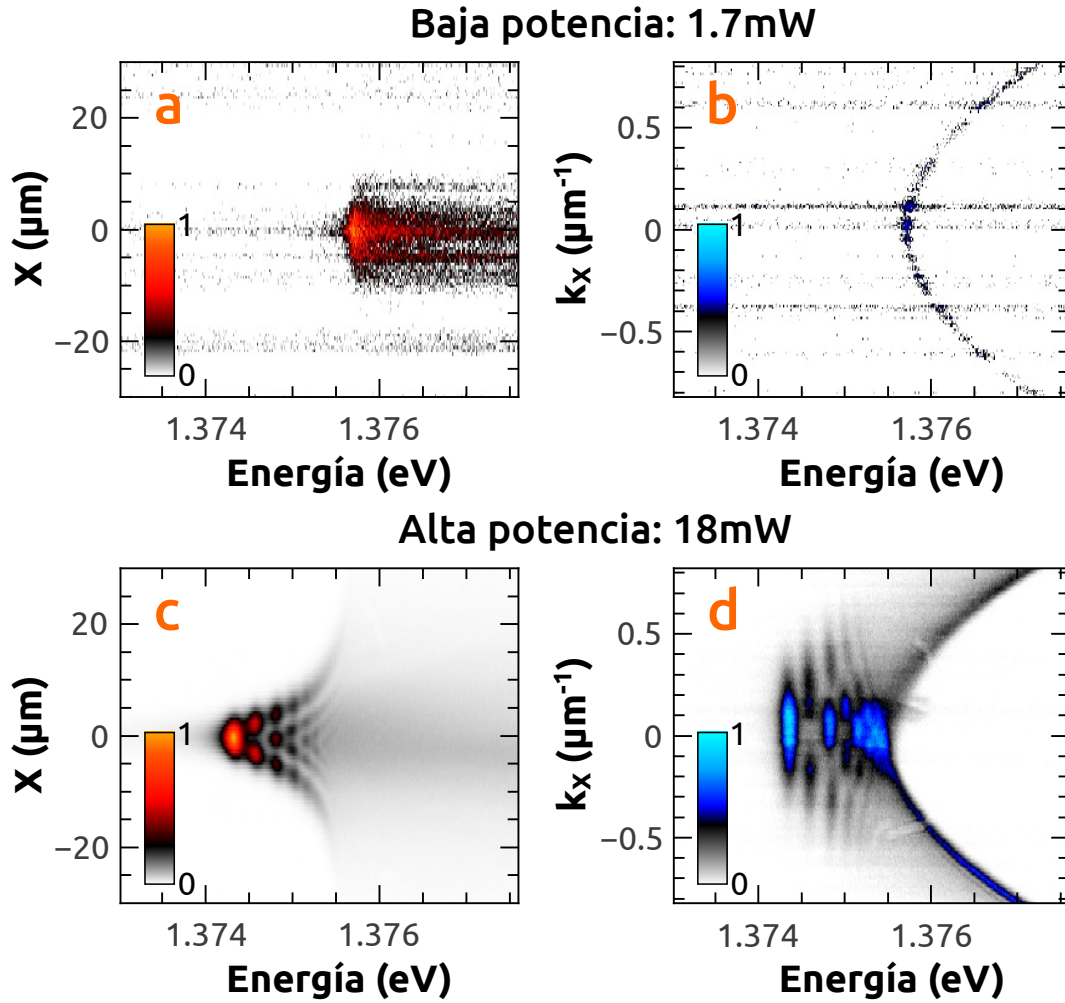


Figura 5.2: Espectros de fotoluminiscencia con resolución espacial (a, c) y angular (b, d), obtenidos excitando la muestra plana con un haz monocromático de 760 nm con una potencia de 1.7 mW (a, b) y 18 mW (c, d). Se utilizó una lente objetivo de 20x y 0.3NA para la incidencia y colección.

emisión, algo característico de la fotoluminiscencia cerca de una resonancia electrónica [64]. A altas potencias no existe una diferencia marcada en la intensidad de la emisión, aunque sí se observa una diferencia clara en los espectros. En el caso de que el modo se encuentre sintonizado en la zona de transparencia (curvas negras), los modos anómalos son claramente visibles. A medida que el modo óptico se sintoniza con la resonancia, el ancho de los modos anómalos comienza a dificultar su visibilidad, hasta que quedan completamente borrados (curvas verdes). En este último caso, el espectro obtenido presenta la clásica apariencia esperable de una emisión dominada por el calentamiento de la muestra, donde el modo óptico sufre una caída en su factor de calidad y un aparente corrimiento hacia menores energías (mayores longitudes de onda). Esto ocurre debido a que la energía del *gap* electrónico del GaAs disminuye al aumentar la temperatura de la muestra¹. Existen dos fenómenos que generan este cambio, ambos debidos a la

¹De hecho a todos los materiales de la estructura les ocurre lo mismo, pero debido a que a excepción del GaAs los *gaps* se encuentran muy alejados de la zona espectral de interés, sólo es relevante el cambio

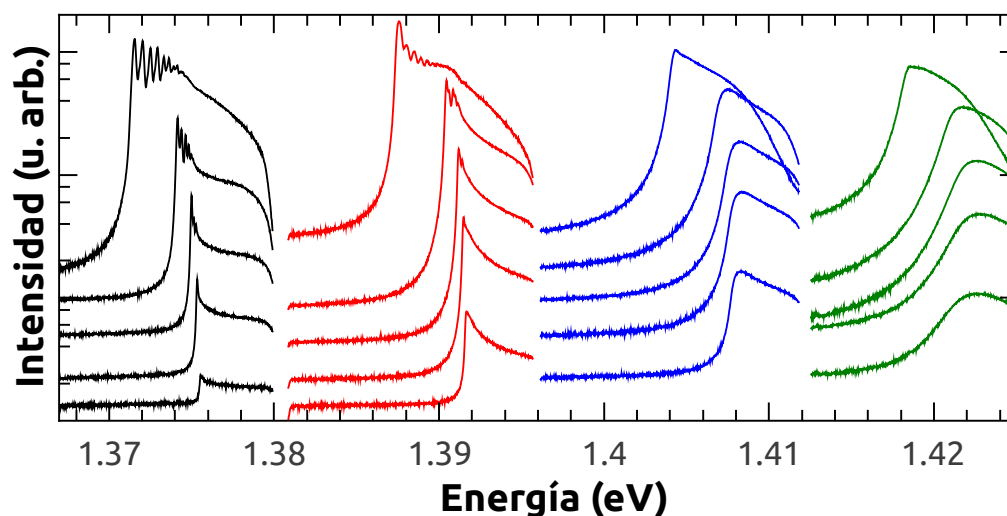


Figura 5.3: Espectros de fotoluminiscencia obtenidos excitando la muestra plana con un haz monocromático de 760 nm con potencias de 1.5 mW, 4.5 mW, 9 mW, 18 mW y 40 mW, para cuatro posiciones espectrales del modo óptico de cavidad (separados por colores). Se utilizó una lente objetivo de 20x y 0.3NA para la incidencia y colección.

presencia de una mayor población de fonones incoherentes. Por un lado, al aumentar la población de fonones, se genera una dilatación de la red cristalina debida a la no parabolicidad del potencial cristalino, lo que afecta las bandas electrónicas. Por otro lado, y más importante ($\sim 80\%$ del cambio se debe a este fenómeno), es la modificación de las bandas debida a la interacción entre electrones y fonones [150–152].

Existen tres pistas clave para entender por qué se forman estos nuevos modos. Por un lado, la emisión se da a energías menores al modo óptico fundamental; además, los modos presentan un confinamiento espacial dependiente de su energía; y, finalmente, la separación entre modos anómalos sucesivos es mayor mientras menor es su energía. Teniendo en cuenta esto y observando detenidamente la progresión de los mismos a medida que aumenta su energía hasta que coinciden con el fondo de la relación de dispersión normal, se evidencia un comportamiento similar al de los estados electrónicos en el átomo de hidrógeno [153]. En el mismo, el electrón se encuentra dentro de un potencial debido al protón. Si la energía del electrón supera la energía de ionización del átomo, el mismo puede poseer un espectro continuo de energías, mientras que si es menor, sólo puede adquirir ciertas energías discretas, dadas por el confinamiento en el pozo de potencial. Estas energías se encuentran más distanciadas entre sí a medida que la energía de las mismas es menor, debido a que el pozo no es cuadrado. Entonces, si los modos observados surgen debido a un fenómeno análogo, podemos proponer que al excitar la muestra se forma un pozo de potencial óptico, proporcional a la potencia de incidencia. Debido a la aparición del pozo, existen nuevos estados posibles de emisión,

los modos anómalos. El pozo formado tendrá un cierto ancho y profundidad, dados, en principio, por el área iluminada. Más adelante nos concentraremos en analizar el mecanismo que da lugar a este pozo; primero ahondaremos en este modelo fenomenológico y compararemos algunas simulaciones y mediciones experimentales.

5.2.1. Pozo de potencial óptico

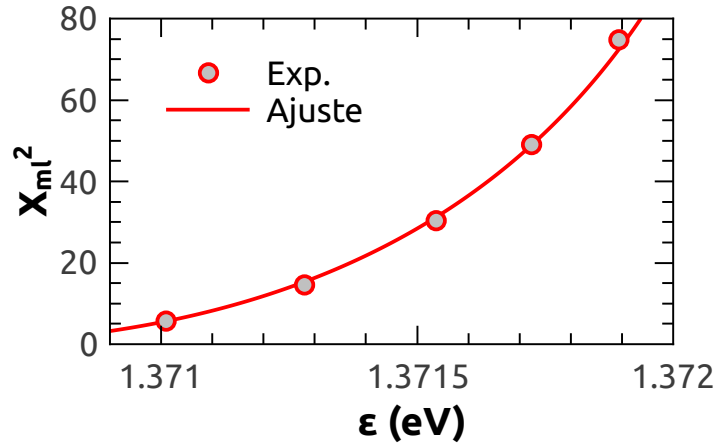


Figura 5.4: Ejemplo del ajuste realizado para obtener los valores de ε_0 y σ , mediante la ec. (5.6). Los círculos representan los puntos experimentales, mientras que la curva corresponde al ajuste.

Ya vimos en el capítulo 1 que la energía ε de un modo óptico confinado en un pilar se puede aproximar

$$\varepsilon = \sqrt{\varepsilon_0^2 + \frac{\pi^2 \hbar^2 c^2}{n_{cav}^2} \frac{1}{L^2} ((\eta_x + 1)^2 + (\eta_y + 1)^2)}, \quad (5.1)$$

si el pilar es cuadrado [72], o

$$\varepsilon = \sqrt{\varepsilon_0^2 + \frac{4\hbar^2 c^2}{n_{cav}^2} \frac{X_{ml}^2}{D^2}}, \quad (5.2)$$

si es circular [73], donde ε_0 es la energía del modo óptico normal de la muestra plana, $\eta_\nu \in \mathbb{N}_0$, L (D) corresponde al tamaño lateral (diámetro) y X_{ml} es la m -ésima raíz de la función de Bessel (cilíndrica) de orden l . Es decir, dado un pozo óptico cuadrado o cilíndrico de paredes infinitas, las energías están perfectamente determinadas. Lo que consideraremos ahora, en cambio, es un pozo de potencial Gaussiano de la forma

$$\varepsilon = \varepsilon_\infty - \Delta\varepsilon_0 e^{-\frac{r^2}{2\sigma^2}}, \quad (5.3)$$

donde ε_∞ es la energía del modo óptico fundamental de la emisión normal (dato expe-

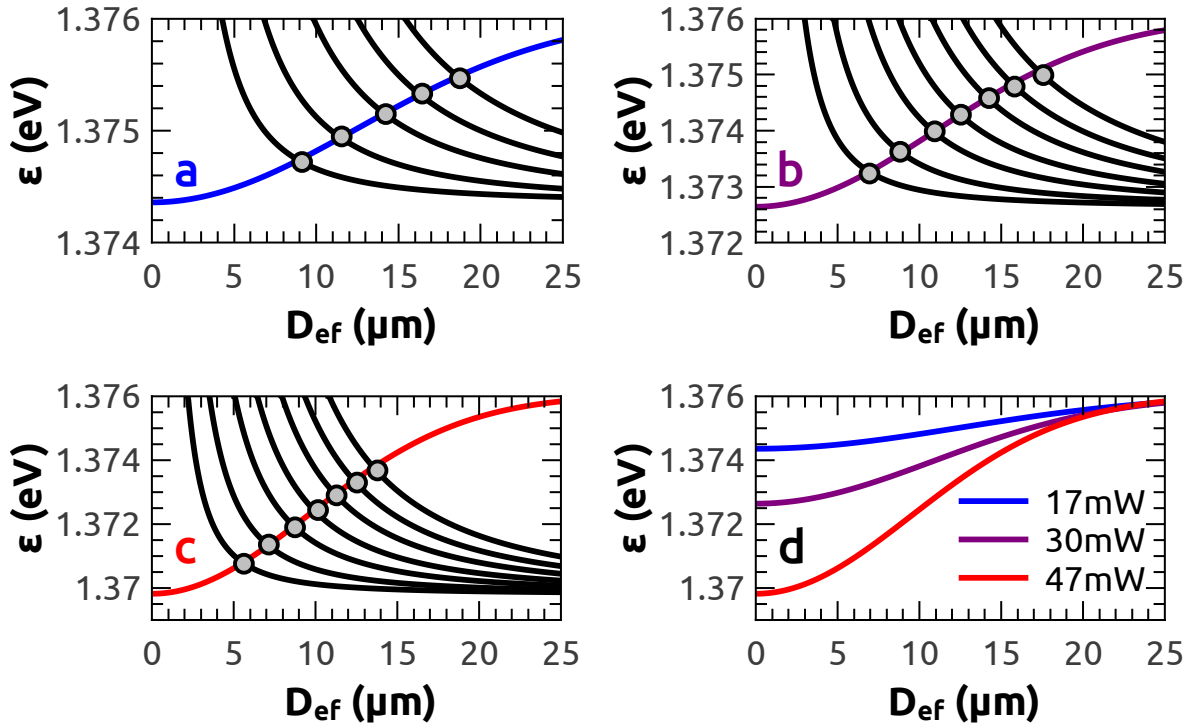


Figura 5.5: Dependencia con el confinamiento de modos tipo Bessel (negro) y representación del pozo de potencial óptico efectivo (color). Las soluciones al sistema están dadas por el cruce entre las curvas. Los círculos marcan los modos medidos, ubicados lateralmente sobre la curva correspondiente al pozo para mejorar la comparación. La muestra se excitó mediante un haz monocromático de 760 nm, utilizando una lente objetivo de 20x y 0.3NA, y con una potencia de a) 17 mW, b) 30 mW y c) 47 mW. d) Comparación entre los pozos de potencial efectivos correspondientes a las tres potencias.

rimental), $\Delta\epsilon_0 = \epsilon_\infty - \epsilon_0$ la profundidad efectiva del pozo y σ define el ancho del pozo. Hay dos complicaciones con este tipo de pozo; por un lado, el hecho de que las paredes del pozo no sean infinitas implica que los modos no están perfectamente confinados, sino que presentan una penetración dentro de la barrera de potencial. Por otro lado, el confinamiento espacial, dado por el radio r , deja de ser constante, y depende de la energía del modo en cuestión, o, lo que es equivalente, la energía de confinamiento depende de la distancia al centro del *spot* láser, por lo que un modo menos distribuido lateralmente (más confinado) experimentará un potencial más profundo. La solución exacta a este problema se obtiene resolviendo la ecuación de Shrödinger para un pozo Gaussiano bidimensional. Sin embargo, no existe una solución analítica para este caso. Una alternativa para resolver este problema es utilizar métodos numéricos [154]. Otra alternativa es simplificar de alguna forma el problema, lo que da lugar a un acercamiento más intuitivo. Para ello proponemos un modelo según el cual cada modo tendrá un nodo a un cierto diámetro efectivo D_{ef} , que sigue la forma del potencial dado por la ec. (5.3). Esto equivale a resolver un pozo cilíndrico de paredes infinitas de diámetro dado por D_{ef} :

$$\epsilon = \epsilon_\infty - \Delta\epsilon_0 e^{-\frac{D_{ef}^2}{8\sigma^2}}, \quad (5.4)$$

Como ya se mencionó, las soluciones a este problema se pueden describir con funciones de Bessel:

$$\varepsilon = \sqrt{\varepsilon_0^2 + \frac{4\hbar^2 c^2 X_{ml}^2}{n_{cav}^2 D_{ef}^2}}. \quad (5.5)$$

La principal diferencia con el método numérico es que los modos, que en la realidad no presentan nodos en las paredes del pozo sino que penetran de forma evanescente, aquí son forzados a anularse. El problema debe resolverse de manera autoconsistente, ya que D_{ef} depende a su vez de ε . Despejando la relación existente entre X_{ml} y ε a partir de las ec. (5.4) y ec. (5.5) llegamos a:

$$X_{ml}^2 = 2 \frac{n_{cav}^2}{\hbar^2 c^2} \sigma^2 (\varepsilon^2 - \varepsilon_0^2) \ln \left(\frac{\varepsilon_\infty - \varepsilon_0}{\varepsilon_\infty - \varepsilon} \right). \quad (5.6)$$

Analizando la simetría de emisión de los modos anómalos y comparándolos con la simetría de los modos de Bessel medidos en pilares circulares, es posible asignar a cada modo observado el orden de Bessel correspondiente. Luego, nuestros datos experimentales corresponden a la dependencia de la energía de los modos con el orden del modo $\varepsilon(X_{ml})$. De esta forma, podemos ajustar estos datos con la ec. (5.6), utilizando como parámetros de ajuste ε_0 y σ . En la fig. 5.4 se muestra un ejemplo del ajuste logrado.

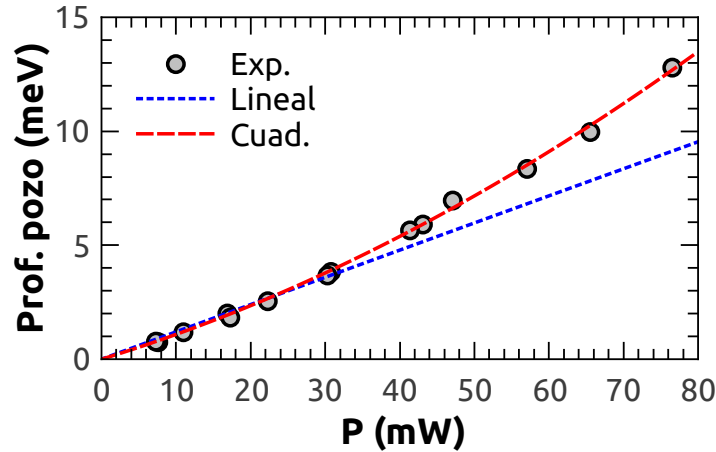


Figura 5.6: Dependencia de la profundidad del pozo óptico efectivo con la potencia de incidencia. La dependencia mantiene una tendencia esencialmente lineal hasta una potencia de ~ 30 mW, donde comienza a ser importante su componente cuadrática. Las líneas de puntos (azul) y de trazos (rojo) son ajustes numéricos. La muestra se excitó mediante un haz monocromático de 760 nm y utilizando una lente objetivo de 20x y 0.3NA.

En las fig. 5.5 a, fig. 5.5 b y fig. 5.5 c se presentan los resultados obtenidos para tres potencias de excitación distintas: 17 mW, 30 mW y 47 mW, respectivamente. Como dijimos, las soluciones al problema (dadas por los puntos $\varepsilon(D_{ef})$) deben cumplir simultáneamente las ec. (5.4) y ec. (5.5), lo que gráficamente se puede ver como los puntos donde la curva del potencial del pozo (representada por la ec. (5.4)) se cruza

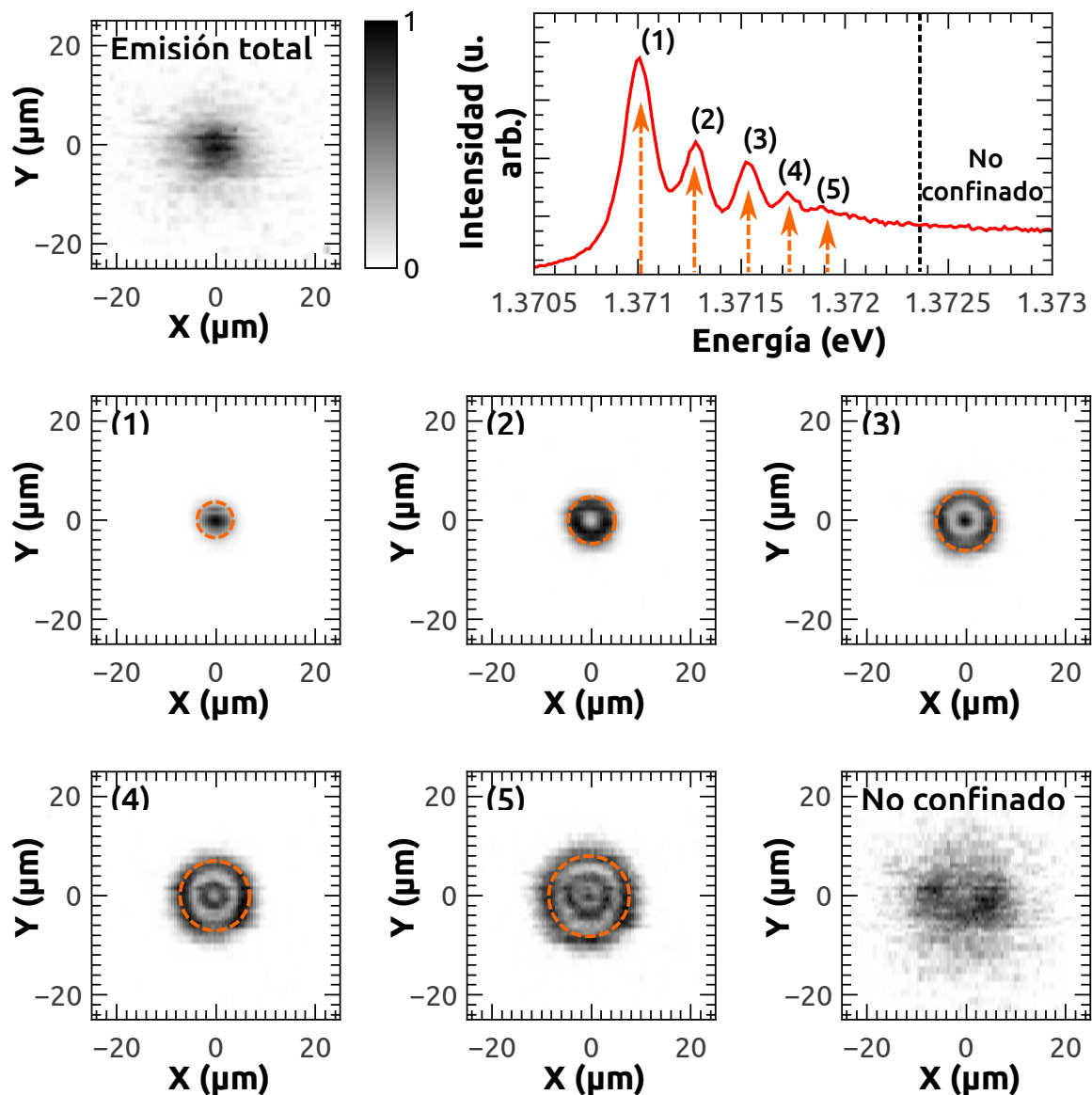


Figura 5.7: Distribución espacial y espectral de la emisión de fotoluminiscencia de la muestra plana. La misma se excitó mediante un haz monocromático de 760 nm con una potencia de 18 mW y utilizando un objetivo de 20x y 0.3NA para la incidencia y colección. El gráfico superior izquierdo corresponde a la distribución espacial de la emisión total. La curva roja a su derecha muestra el espectro tomado en $Y = 0 \mu\text{m}$, correspondiente al centro de la emisión. Los gráficos siguientes son cortes transversales de los modos observados (en orden creciente de energía de izquierda a derecha y de arriba a abajo), hasta llegar a la zona continua del espectro (último). Los números entre paréntesis identifican las distribuciones espaciales con las posiciones espectrales de los distintos modos. Las flechas y los círculos de trazos naranjas corresponden a las energías y a los diámetros efectivos de los modos, respectivamente, calculados mediante el modelo del pozo óptico.

con las curvas teóricas de los modos (dadas por la ec. (5.5)). En la fig. 5.5 puede apreciarse que las energías predichas para los modos en este modelo se ajustan muy bien a los valores medidos. En la fig. 5.5 d se muestran simultáneamente los tres pozos ópticos obtenidos para las tres potencias ejemplificadas. Allí se observa cómo al aumentar la potencia de excitación aumenta la profundidad del pozo y, por lo tanto, la cantidad de modos anómalos. En la fig. 5.6 se muestra la dependencia de la profundidad del pozo con la potencia de excitación hasta ~ 76.5 mW. En la misma se observa un comportamiento lineal que domina hasta ~ 30 mW, donde se evidencia una desviación debida a una componente cuadrática. Esto significa que al aumentar la potencia, mejora la eficiencia del láser para formar un pozo de potencial. Esta dependencia entonces puede estar reflejando un incremento en la absorción del GaAs debido a una reducción del *gap* electrónico, lo cual es inducido por el calentamiento de la muestra.

Para comprender mejor la naturaleza de los modos anómalos, se llevó a cabo un mapeo espacial de la fotoluminiscencia, al igual que se hizo en el capítulo 1 para los modos confinados de un pilar. Los resultados se presentan en la fig. 5.7. En el panel superior izquierdo se muestra la emisión total, integrada en todo el espectro, la cual posee una distribución dada por el *spot* del láser incidente. la curva roja en el panel superior derecho, por otro lado, muestra el espectro correspondiente a la franja central del *spot* ($Y = 0$), integrado espacialmente. La línea negra de trazos indica la energía del modo óptico cuando no existe excitación láser; por encima de esta energía no existen modos confinados lateralmente. Los picos etiquetados con los números del (1) al (5) corresponden a los modos confinados en 3D que son más visibles (entre el (5) y el espectro del continuo existen muchos más modos que debido a la poca separación e intensidad no se distinguen tan fácilmente). Los seis restantes paneles en la fig. 5.7 muestran las distribuciones espaciales de los distintos modos confinados 3D (etiquetados respectivamente del (1) al (5)), así como del espectro del continuo (no confinado lateralmente). Los modos confinados muestran una clara simetría de revolución en todos los casos, con diámetros de confinamiento y cantidad de nodos crecientes con la energía.

Aplicando el mismo análisis descrito anteriormente es posible obtener las energías y diámetros efectivos del pozo de potencial para los distintos modos confinados. Las flechas de trazos en el panel superior derecho de la fig. 5.7 y los círculos de trazos en los paneles correspondientes a los modos individuales muestran los resultados obtenidos. Nótese que el acuerdo es significativamente mejor para los modos más confinados. Esto es esperable, siendo que una de las aproximaciones que se hicieron, y quizás la más fuerte, es que cada modo experimenta un pozo de potencial de paredes infinitamente altas (i. e., presentan nodos en esa posición, dada por el diámetro efectivo D_{ef}). Ciertamente los modos que se encuentran confinados en el fondo del pozo se encuentran más cerca de esta condición que los que están cercanos al borde superior.

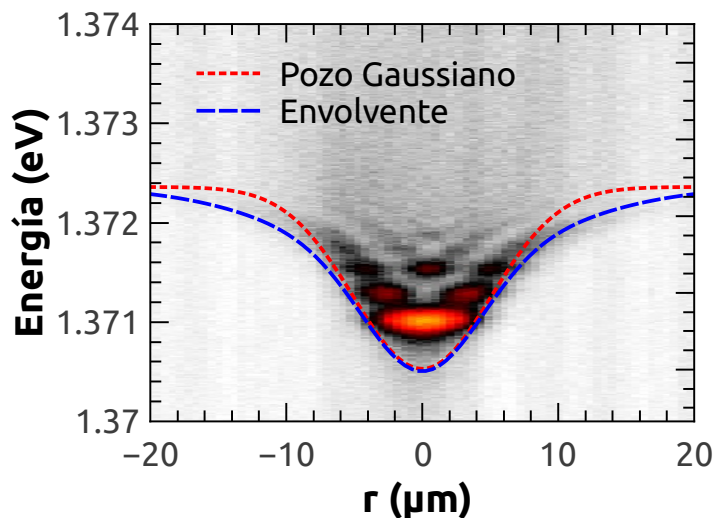


Figura 5.8: Mapa espacial de fotoluminiscencia correspondiente al espectro mostrado en el panel superior derecho de la fig. 5.7. Se excitó mediante un haz monocromático de 760 nm con una potencia de 18 mW y utilizando un objetivo de 20x y 0.3NA para la incidencia y colección.

Otra alternativa para estimar la profundidad del pozo óptico consiste en seguir la envolvente de la fotoluminiscencia. Obsérvese, por ejemplo, la fig. 5.2 c. Definiendo una intensidad relativa mínima, es posible definir una curva de energía en función del radio. Esta curva es realmente otra estimación del pozo de potencial óptico, sólo que en vez de intentar describir los modos matemáticamente, simplemente tomamos los diámetros efectivos experimentales. Esta curva puede ser ajustada muy bien mediante la suma de dos Gaussianas. Como veremos más adelante, esto tiene que ver con el origen físico del pozo de potencial. En la fig. 5.8 se muestra un ejemplo de la comparación entre los pozos obtenidos por ambos métodos. Como puede verse, las profundidades de los pozos obtenidos difieren sólo levemente. La ventaja de este método, frente al utilizado con anterioridad, es que no requiere de modos perfectamente definidos en energía. Mientras sea distinguible la curva envolvente, es posible estimar la profundidad del pozo óptico. Esto es particularmente útil para analizar mapas espaciales obtenidos con excitación láser modulada a altas frecuencias, por lo que en lo que sigue se utilizará éste método.

5.2.2. Pozos ópticos en pilares

Habiendo mostrado la validez del modelo del pozo óptico para el caso de una muestra plana, surge la cuestión de qué efecto puede tener la formación del mismo en un pilar, que, como ya comentamos, puede considerarse un pozo de paredes infinitas y tamaño fijo. Para responder a esto, se llevaron a cabo mediciones de microfotoluminiscencia como las descritas en este capítulo pero sobre pilares de distintos tamaños. En la fig. 5.9 se presentan los resultados obtenidos para dos pilares cuadrados: de $60\ \mu\text{m}$ (fig. 5.9 a, fig. 5.9 c) y $20\ \mu\text{m}$ (fig. 5.9 b, fig. 5.9 d), excitados a baja y alta potencia.

Para las mediciones del pilar de $60\ \mu\text{m}$ se utilizó el mismo objetivo de 20x y 0.3NA que utilizamos en las mediciones sobre la muestra plana. Para el pilar de $20\ \mu\text{m}$, en cambio, se utilizó un objetivo de 100x y 0.9NA. La razón es que el pozo generado con el objetivo de 20x tiene un ancho del orden de $\sim 15\ \mu\text{m}$ (ver por ejemplo fig. 5.9 c), por lo que el efecto observado en un pilar de $20\ \mu\text{m}$ es difícil de diferenciar de un calentamiento general de la muestra.

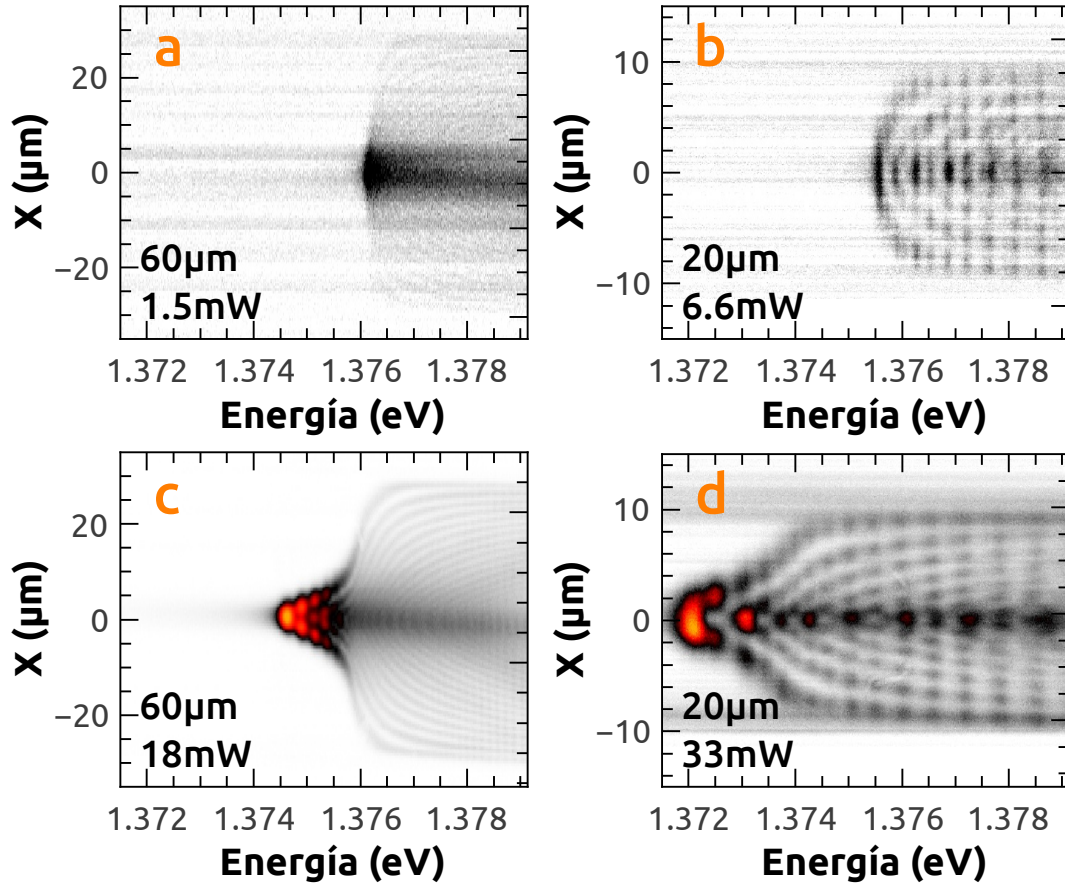


Figura 5.9: Espectros de fotoluminiscencia con resolución espacial de un pilar cuadrado de $60\ \mu\text{m}$ (a, c) y otro de $20\ \mu\text{m}$ (b, d), obtenidos excitando la muestra plana con un haz monocromático de $760\ \text{nm}$ con una baja potencia (a, b) y alta potencia (c, d). Se utilizó un objetivo de 20x y 0.3NA para la incidencia y colección del pilar de $60\ \mu\text{m}$ y un objetivo de 100x y 0.9NA para el pilar de $20\ \mu\text{m}$.

Las potencias de excitación también fueron distintas: $1.5\ \text{mW}$ y $18\ \text{mW}$ para el pilar de $60\ \mu\text{m}$; $6.6\ \text{mW}$ y $33\ \text{mW}$ para el de $20\ \mu\text{m}$. Esto se ve reflejado en el mayor corrimiento de los modos en este último. Las dificultades encontradas para formar un pozo óptico dentro del pilar de $20\ \mu\text{m}$ se ven incrementadas para el caso de pilares de menor tamaño, por lo que el efecto sobre sus espectros no es fácilmente distinguible de un calentamiento generalizado. Comparando los espectros de las fig. 5.9 b y fig. 5.9 d se pueden distinguir los modos sucesivos y su orden correspondiente, dado por la cantidad de nodos que presentan. De esta forma, es posible determinar la posición relativa de los mismos en ausencia (fig. 5.9 b) y en presencia (fig. 5.9 d) del pozo óptico. Haciendo esto,

se observa que, a diferencia del caso de la muestra plana, donde aparecían nuevos modos confinados dentro del pozo en adición al espectro continuo de modos normales, cuando se forma el pozo dentro del pilar de $20\text{ }\mu\text{m}$ no aparecen modos nuevos, sino que los modos preexistentes cambian su distribución y energía, amoldándose al nuevo potencial presente. El caso del pilar de $60\text{ }\mu\text{m}$ es un caso intermedio, y no es sencillo distinguir las simetrías de los nuevos estados creados de las de los previamente existentes, debido a la resolución del experimento.

La importante diferencia observada entre el caso de la muestra plana y un pilar de tamaño similar al pozo de potencial óptico puede entenderse fácilmente considerando dos ejemplos comúnmente estudiados en cursos introductorios de mecánica cuántica [153]. Por un lado, si tomamos el caso de la muestra plana, la analogía es simple: en ausencia de un pozo cuántico, cualquier energía por encima de la energía mínima es permitida. Si a este sistema le agregamos un pozo de potencial de cierta profundidad y ancho, los modos posibles en el espectro continuo no cambiarán sustancialmente, cualquier energía superior al pozo sigue siendo válida; dentro del pozo, en cambio, si el mismo tiene una profundidad suficiente en relación a su ancho, aparecerán nuevos modos permitidos: modos confinados. Si ahora tomamos el caso del pilar de $20\text{ }\mu\text{m}$, como ya hemos comentado, el sistema puede ser modelado como un pozo de paredes infinitamente altas. Por lo tanto, ya existirán modos confinados bien definidos, antes de agregar una excitación. Si a este pozo infinito se le agrega en su centro un pozo de cierto ancho y profundidad, los modos permitidos cambiarán. Si el pozo es muy estrecho y profundo (en el caso extremo una delta de Dirac), los modos preexistentes no serán gravemente afectados, y existirán nuevos estados confinados dentro del nuevo pozo. Si, en cambio, el nuevo pozo es tan ancho como el pilar, efectivamente sólo habremos cambiado la posición en energía del fondo del pozo original, lo que producirá un corrimiento sólido de todos los modos previos hacia menores energías (análogo a un calentamiento homogéneo del pilar). Finalmente, en un caso intermedio, que es el equivalente a nuestro experimento, los modos preexistentes de menor energía sufrirán un cambio en su distribución para amoldarse a las nuevas condiciones de contorno y disminuirán su energía mientras que los modos de mayor energía sólo sufrirán un cambio sólido en su posición espectral, similar al que habrían sufrido si se hubiera cambiado sólo el fondo del pozo. Por lo tanto, en este último caso, la cantidad de modos se mantendrá constante.

5.2.3. Determinación del mecanismo

Los resultados obtenidos mediante el simple modelo propuesto en la sección anterior explican todos los comportamientos observados. A continuación nos centraremos en el mecanismo que genera este pozo de potencial. Al excitar electrones en el área iluminada

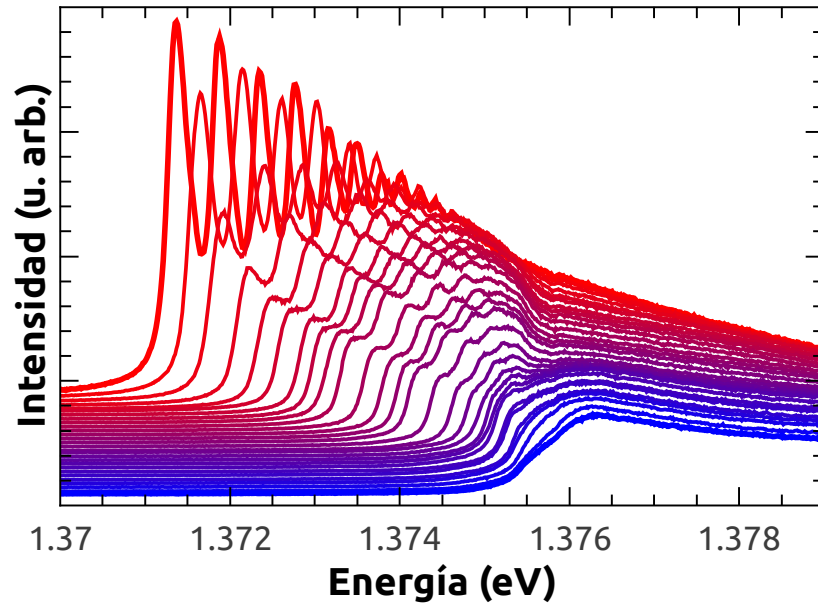


Figura 5.10: Espectros de fotoluminiscencia obtenidos variando el período de la excitación entre $1\ \mu\text{s}$ (azul) y $1\ \text{s}$ (rojo), para un ciclo de trabajo de 20 %. La muestra se excitó mediante un haz monocromático de $760\ \text{nm}$ con una potencia de $41\ \text{mW}$ y utilizando un objetivo de $20\times$ y 0.3NA .

por el láser, ocurre un cambio del *gap* electrónico debido a la nueva distribución de los mismos entre las bandas de valencia y conducción, lo que a su vez genera un cambio en el índice de refracción. Este cambio existe en la medida en que haya portadores excitados. Como vimos en el capítulo 3, el tiempo característico de recombinación es menor a $\sim 7\ \text{ns}$. Por otro lado, los portadores excitados relajan emitiendo fonones, tanto en las transiciones intrabanda, como en las recombinaciones interbanda no radiativas. El aumento en la población de fonones incoherentes es lo que macroscópicamente observamos como un aumento de la temperatura. Esto, como ya se mencionó, se traduce en un cambio en la energía de la resonancia electrónica del material, dando lugar a un cambio en el índice de refracción, así como en una dilatación de la red cristalina. Por lo tanto, ambos mecanismos podrían, en principio, dar lugar al fenómeno observado. Sin embargo, siendo los tiempos relacionados a la difusión térmica entre 3 y 6 ordenes de magnitud más largos que los tiempos de recombinación, es posible determinar el mecanismo responsable analizando los tiempos característicos correspondientes a la formación de los pozos de potencial. Para llevar esto a cabo se utilizó un modulador acusto-óptico conectado a un generador de ondas cuadradas de período y ciclo de trabajo² variable. Esto nos permite cambiar los tiempos de excitación y relajación, mediante pulsos de duración variable.

En la fig. 5.10 se presentan los espectros de fotoluminiscencia medidos al variar el

²El ciclo de trabajo es la fracción del tiempo en que el láser excita la muestra, es decir, el largo temporal de los pulsos en relación al período total.

período de la excitación entre $1\ \mu\text{s}$ (azul, línea gruesa) y $1\ \text{s}$ (rojo, línea gruesa). En todas estas mediciones se mantuvo una potencia constante de $41\ \text{mW}$ y un ciclo de trabajo del $20\ \%$. En esta figura se observa claramente que los modos confinados 3D aparecen para excitaciones largas (rojo), mientras que al acortar el tiempo de exposición al láser (curvas hacia el azul) los modos retroceden hasta desaparecer, evidenciando la progresiva desaparición del pozo de potencial óptico.

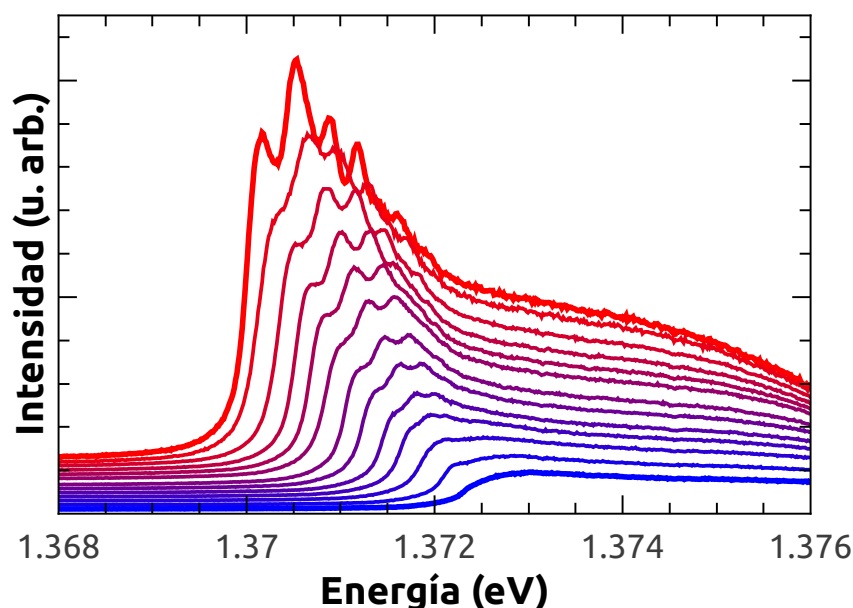


Figura 5.11: Espectros de fotoluminiscencia obtenidos variando el ciclo de trabajo entre $20\ \%$ (azul) y $80\ \%$ (rojo). El período de la excitación se mantuvo fijo en $2.5\ \mu\text{s}$. La muestra se excitó mediante un haz monocromático de $760\ \text{nm}$ con una potencia de $33\ \text{mW}$ y utilizando un objetivo de $20\times$ y 0.3NA .

En la fig. 5.11 se presentan los espectros correspondientes a un período de modulación constante de $2.5\ \mu\text{s}$ y un ciclo de trabajo variable entre $20\ \%$ y $80\ \%$. Esto corresponde a un tiempo efectivo de excitación que varía entre $0.5\ \mu\text{s}$ y $2.0\ \mu\text{s}$, respectivamente. Se eligió este período en particular debido a que se observó que alrededor de dicho período, y para un ciclo de trabajo del $20\ \%$, como el presentado en la fig. 5.10, es donde comienzan a ser visibles los modos anómalos. En la fig. 5.11 se observa como al aumentar el tiempo de excitación aparecen gradualmente los modos confinados.

El hecho de que el pozo óptico se forme para excitaciones por encima de $0.5\ \mu\text{s}$ es una clara evidencia de que el mecanismo responsable posee tiempos de respuesta del orden de los microsegundos, lo que confirma que el origen del pozo óptico es térmico. La formación de estos modos confinados debido a un calentamiento local se relaciona estrechamente con el fenómeno conocido como “lentes térmicas”, estudiado en el ámbito de los VCSELs (del inglés, *vertical cavity surface emitting lasers*) y explotado para aumentar enormemente la eficiencia de los mismos [155, 156].

Habiendo establecido el origen térmico del fenómeno, debemos diferenciar entre

dos efectos diferentes que podrían en principio ser responsables de las características observadas: un aumento local del índice de refracción o una expansión local de la estructura. Al calcular la posición espectral del modo óptico mediante el método de las matrices de transferencia (considerando el coeficiente de expansión y la dependencia de la temperatura del índice de refracción de los materiales), resulta que, para un aumento dado de la temperatura, el efecto que tiene el índice de refracción en la posición espectral del modo óptico es aproximadamente 8 veces mayor que el debido a la expansión térmica de la red.

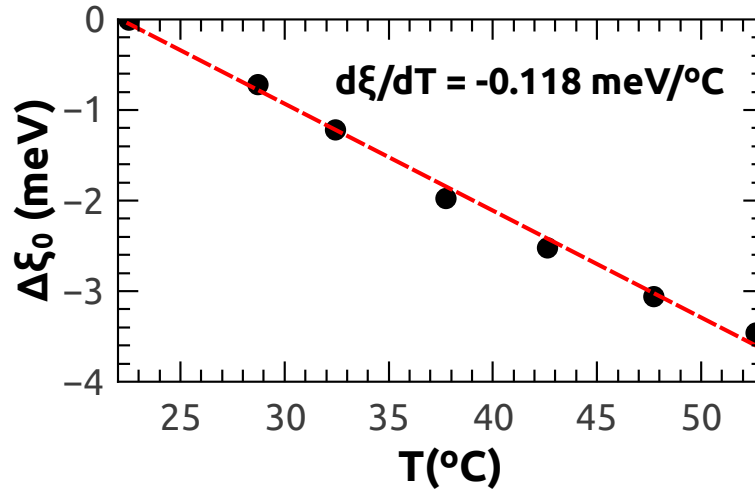


Figura 5.12: Desplazamiento espectral del modo óptico de cavidad en función de la temperatura. La línea de trazos roja es un ajuste lineal.

Para estimar los gradientes térmicos generados ópticamente, se llevaron a cabo mediciones de fotoluminiscencia en función de la temperatura de una cavidad por encima de temperatura ambiente. En la fig. 5.12 se presenta el desplazamiento espectral del modo óptico de cavidad como función de la temperatura. Se observa que la dependencia es lineal en el rango estudiado, con una pendiente de $-0.118 \text{ meV}/^{\circ}\text{C}$. Esto significa que un pozo de potencial óptico de una profundidad de $\sim 3.5 \text{ meV}$, como el presentado por ejemplo en la fig. 5.5 b, se debe a una máxima diferencia radial de temperatura de $\sim 30 ^{\circ}\text{C}$, un valor que es razonable desde el punto de vista experimental.

En el panel principal de la fig. 5.14 se grafica la profundidad del pozo óptico en función del período de excitación para un ciclo de trabajo constante (20 %), y en el recuadro interno se grafica la dependencia con el tiempo efectivo de excitación (producto del ciclo de trabajo y el período), para un período fijo de $2.5 \mu\text{s}$. Los círculos corresponden en ambos casos a los puntos experimental, mientras que las líneas rojas de trazos corresponden a las dependencias obtenidas mediante un modelo de difusión térmica, que explicaremos a continuación.

Se llevaron a cabo simulaciones por elementos finitos (COMSOL) para una fuente

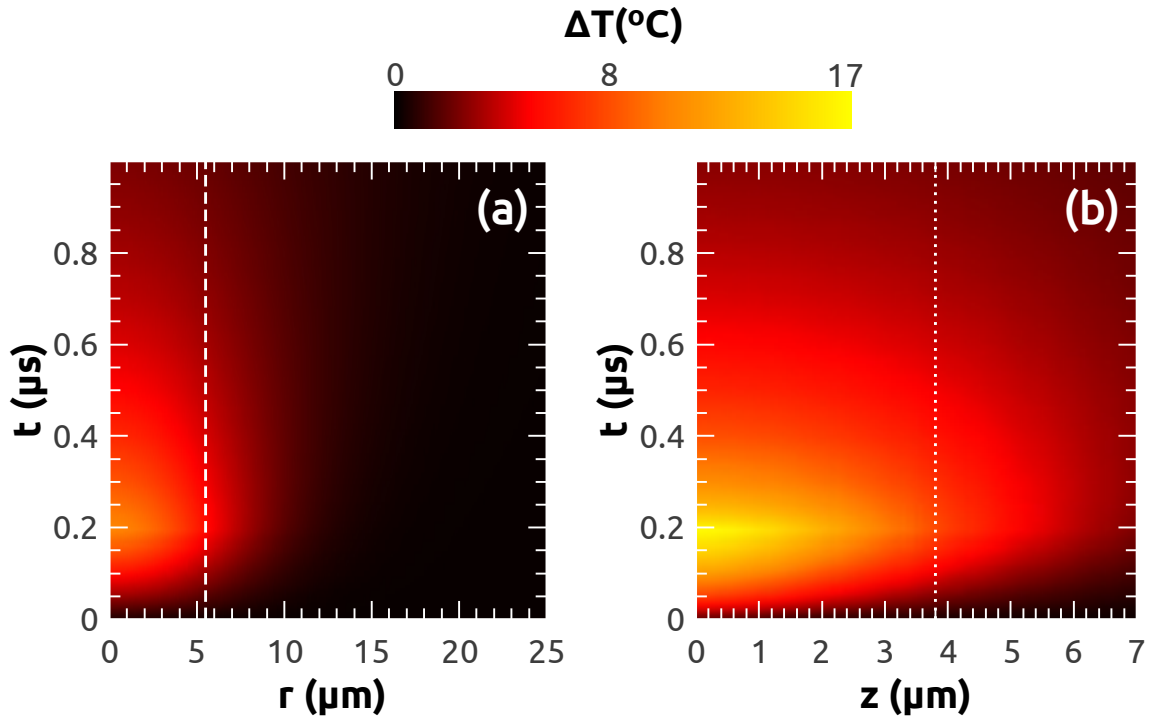


Figura 5.13: Distribución de la temperatura en función del tiempo, para una fuente de calor Gaussiana de FWHM $\approx 10 \mu\text{m}$, con una dependencia exponencial decreciente en la dirección de crecimiento ($z_0 = 2207 \text{ nm}$) y potencia máxima disipada de $0.741 \frac{\text{mW}}{\mu\text{m}^3}$. a) Evolución temporal de la temperatura en la dirección radial. La línea de trazos blanca marca el ancho medio de la fuente. b) Evolución temporal de la temperatura en la dirección de crecimiento de la muestra. La línea punteada blanca indica la posición del espaciador de GaAs. La fuente se enciende en $t = 0 \mu\text{s}$ y se apaga en $t = 0,2 \mu\text{s}$. Cálculos facilitados por Andrés A. Reynoso.

de calor ubicada en las capas de $\text{Al}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{As}$ y en el espaciador de GaAs. Esto se definió así debido a que la energía del láser de excitación es mayor al *gap* electrónico de estos dos materiales, pero menor al *gap* del $\text{Al}_{0,95}\text{Ga}_{0,05}\text{As}$. La fuente se definió de forma Gaussiana lateralmente (dada por la excitación láser focalizada), y con una dependencia exponencial decreciente desde la superficie en la dirección de crecimiento $e^{-\frac{z}{z_0}}$, donde $z_0 = 2207 \text{ nm}$ es la distancia característica de penetración (dada por la distribución del campo electromagnético en la estructura estudiada, para una longitud de onda de 760 nm). En la fig. 5.13 a se muestra la evolución de la temperatura en el sentido radial, mientras que en la fig. 5.13 b se muestra la evolución de la misma en la dirección de crecimiento de la muestra (z). La línea blanca de trazos indica el ancho a mitad de altura (FWHM) de la fuente Gaussiana, que se fijó en $\sim 10 \mu\text{m}$. El período se tomó de $1 \mu\text{s}$, con un ciclo de trabajo de 20 %, lo que implica un tiempo de excitación de $0.2 \mu\text{s}$ seguido de un tiempo de recuperación de $0.8 \mu\text{s}$. En la fig. 5.13 se observa que para un período corto como el simulado, el tiempo de recuperación no es suficientemente largo como para que la muestra vuelva a su temperatura original, sino que queda un gradiente térmico residual que se sumará a la siguiente excitación. Esto influenciará la dependencia del pozo térmico generado tanto en función de la frecuencia

de excitación como del ciclo de trabajo, para frecuencias de modulación elevadas. Por otro lado, se observa que el mayor cambio en la distribución térmica ocurre en la dirección de crecimiento. La distribución radial, inicialmente Gaussiana debido a la forma de la fuente, cambia poco su ancho medio con el tiempo. Esto se explica teniendo en cuenta que el gradiente térmico en la dirección radial es sensiblemente menor que en la dirección de crecimiento.

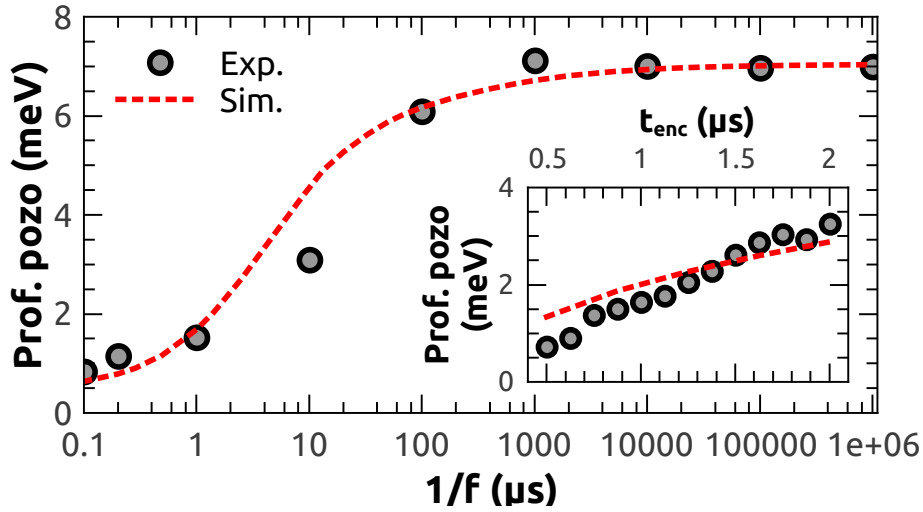


Figura 5.14: Dependencia de la profundidad del pozo óptico efectivo con el período de la excitación, para un ciclo de trabajo de 20 % y una potencia de 47 mW. *Inset:* Dependencia de la profundidad del pozo óptico efectivo con el período de la excitación, para un período de excitación de 2.5 μs y una potencia de 33 mW. La muestra se excitó en ambos casos mediante un haz monocromático de 760 nm y utilizando un objetivo de 20x y 0.3NA. Las líneas de trazos corresponden al resultado obtenido mediante el modelo de difusión térmica propuesto.

Las simulaciones por elementos finitos de este tipo presentan la ventaja de requerir pocas aproximaciones, pero al mismo tiempo ello implica un tiempo de cálculo relativamente elevado. Debido a esto, para ajustar las curvas experimentales se optó por utilizar un modelo de difusión térmica más simple, que permite realizar más cálculos en un tiempo menor. En la fig. 5.14 se presenta la dependencia experimental de la profundidad del pozo térmico formado con la frecuencia de excitación y ciclo de trabajo (círculos), y los resultados teóricos (líneas rojas de trazos) obtenidos por dicho modelo, que se explicará a continuación.

La ecuación de difusión térmica tiene la forma [110]

$$\frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial t} = \alpha_T \nabla^2 T(x, y, z, t) + Q(x, y, z, t), \quad (5.7)$$

donde T es la temperatura, α_T la difusividad térmica y Q un término fuente. Analizando nuestro sistema y realizando algunas aproximaciones es posible simplificar esta ecuación en gran medida. Como ya se mencionó, el aumento de temperatura es debido

a los portadores fotoexcitados, por lo que la ubicación espacial de los mismos será lo que definirá la funcionalidad del término fuente de la ec. (5.7). Debido al *gap* electrónico de los materiales, para la energía de excitación utilizada sólo existe absorción dentro del espaciador de GaAs y de las capas de $\text{Al}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{As}^3$. Además, las capas de $\text{Al}_{0,95}\text{Ga}_{0,05}\text{As}$ funcionan como barreras de potencial para los portadores fotexcitados, debido a su mayor *gap* electrónico. Estos portadores difundirán entonces dentro de las mismas capas en las que fueron excitados, generando fonones en la medida que vayan entregando energía a la red cristalina. Por lo tanto, la fuente de calor estará confinada a dichas capas. Como se vio anteriormente, los tiempos de vida característicos de los portadores fotoexcitados ronda los 7 ns, por lo que en la dinámica térmica, con tiempos característicos del orden del μs , la excitación, difusión y recombinación de portadores puede considerarse instantánea. Esto significa que, temporalmente, el término fuente responderá a la excitación láser. Espacialmente, por otro lado, estará fuertemente modulado en la dirección de crecimiento de la muestra, como ya se explicó, mientras que lateralmente tendrá una distribución aproximadamente Gaussiana, dada por la forma de la excitación láser y la difusión de los portadores. La fuente de calor $Q(x, y, z, t)$ puede ser aproximada entonces de la siguiente forma:

$$Q(x, y, z, t) = q(t) \cdot e^{-\frac{x^2+y^2}{2\sigma^2}} \cdot \sum e^{-z_i/z_0} \left(\Theta(z_i) \left(1 - \Theta(z_i + d_i) \right) \right), \quad (5.8)$$

donde $q(t)$ describe la modulación temporal de la excitación láser, σ es la desviación estándar de la Gaussiana en el plano y el último término describe la dependencia en la dirección de crecimiento. La misma está dada por una exponencial decreciente debida a la absorción del láser a medida que penetra en la muestra, siendo z_0 la longitud de penetración característica; asimismo, sólo existe generación en las capas de bajo *gap*, lo que se describe matemáticamente mediante el producto de las funciones escalón de Heaviside Θ (siendo z_i y d_i la posición y espesor de dichas capas, respectivamente).

Nuestro problema posee dos regímenes bien diferenciados: $q(t) = q$, durante el ciclo de trabajo, y $q(t) = 0$ durante el tiempo de relajamiento. Consideremos el primer ciclo de trabajo. La muestra, inicialmente, se encuentra a una temperatura homogénea, es

³También hay absorción en el sustrato, pero debido a la debilidad del campo electromagnético allí, puede ser despreciado.

decir $T(z, 0) = T_0$. La solución a la ec. (5.7) en este caso tendrá la forma [157]:

$$T(x, y, z, t) = T_0 + \int_0^t \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{Q(x', y', z', t')}{(4\pi\alpha_T(t-t'))^{3/2}} e^{\left(-\frac{(x-x')^2+(y-y')^2+(z-z')^2}{4\alpha_T(t-t')}\right)} dx' dy' dz' dt'$$

$$T(x, y, z, t) = T_0 + \frac{q}{2}\sigma^2 \int_0^t \frac{e^{-\frac{x^2+y^2}{4\alpha_T(t-t')+2\sigma^2}}}{2\alpha_T(t-t') + \sigma^2} \cdot \sum e^{-z_i/z_0} \left[\Gamma\left(\frac{z-z_i-d_i}{\sqrt{4\alpha_T(t-t')}}\right) - \Gamma\left(\frac{z-z_i}{\sqrt{4\alpha_T(t-t')}}\right) \right] dt'. \quad (5.9)$$

Luego del primer ciclo de trabajo, la temperatura tendrá una distribución dada por:

$$T(x, y, z, t) = T_0 + \frac{q}{2}\sigma^2 \int_0^{t_{fin}} \frac{e^{-\frac{x^2+y^2}{4\alpha_T(t_{fin}-t')+2\sigma^2}}}{2\alpha_T(t_{fin}-t') + \sigma^2} \cdot \sum e^{-z_i/z_0} \left[\Gamma\left(\frac{z-z_i-d_i}{\sqrt{4\alpha_T(t_{fin}-t')}}\right) - \Gamma\left(\frac{z-z_i}{\sqrt{4\alpha_T(t_{fin}-t')}}\right) \right] dt', \quad (5.10)$$

donde t_{fin} es el tiempo en el que termina el ciclo de trabajo. La solución a la ec. (5.7) para el caso de no existir fuentes de calor, pero sí una distribución no homogénea de temperatura, tiene la forma [157]:

$$T(x, y, z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{T(x', y', z', t_{fin})}{(4\pi\alpha_T(t-t_{fin}))^{3/2}} e^{\left(-\frac{(x-x')^2+(y-y')^2+(z-z')^2}{4\alpha_T(t-t_{fin})}\right)} dx' dy' dz'. \quad (5.11)$$

Observando con cuidado la ec. (5.11), puede verse que la solución es equivalente a la obtenida en el caso de tener una fuente de calor de la forma:

$$Q(x, y, z, t) = T(x, y, z, t) \cdot \delta(t - t_{fin}). \quad (5.12)$$

A excepción del primero, los ciclos de trabajo siempre presentan una distribución residual de temperatura debida a los ciclos anteriores. Por lo tanto, a partir del segundo ciclo de trabajo, tendremos que computar tanto los cambios debidos a la fuente de calor, como los que son resultado de la distribución residual. Para ello, definiremos la fuente efectiva durante cada ciclo de trabajo como:

$$Q(x, y, z, t) = T(x, y, z, t) \cdot \delta(t - t_{0,i}) + q \cdot \Theta(t - t_{0,i}) \cdot e^{-\frac{x^2+y^2}{2\sigma^2}} \sum e^{-z_i/z_0} \left(\Theta(z_i) \left(1 - \Theta(z_i + d_i) \right) \right), \quad (5.13)$$

donde $t_{0,i}$ es el tiempo de inicio del ciclo i y $\Theta(t_{0,i})$ la función escalón de Heaviside. Para cada ciclo de relajación posterior, en cambio, tendrá la forma:

$$Q(x, y, z, t) = T(x, y, z, t) \cdot \delta(t - t_{fin,i}), \quad (5.14)$$

siendo $t_{fin,i}$ el tiempo de finalización del ciclo i . La solución al problema tendrá entonces la forma:

$$\begin{aligned} T(x, y, z, t) = & \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{T(x', y', z', t_{0,i})}{(4\pi\alpha_T(t - t_{0,i}))^{3/2}} e^{\left(-\frac{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}{4\alpha_T(t - t_{0,i})}\right)} dx' dy' dz' \\ & + \frac{q}{2} \sigma^2 \int_{t_{0,i}}^t \frac{e^{-\frac{x^2 + y^2}{4\alpha_T(t-t') + 2\sigma^2}}}{2\alpha_T(t - t') + \sigma^2} \\ & \cdot \sum e^{-z_i/z_0} \left[\Gamma\left(\frac{z - z_i - d_i}{\sqrt{4\alpha_T(t - t')}}\right) - \Gamma\left(\frac{z - z_i}{\sqrt{4\alpha_T(t - t')}}\right) \right] dt', \end{aligned} \quad (5.15)$$

durante los ciclos de trabajo, y

$$T(x, y, z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{T(x', y', z', t_{fin,i})}{(4\pi\alpha_T(t - t_{fin,i}))^{3/2}} e^{\left(-\frac{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}{4\alpha_T(t - t_{fin,i})}\right)} dx' dy' dz'. \quad (5.16)$$

durante los ciclos de relajación.

Luego de un número finito de ciclos, que dependerá de la relación entre la duración del ciclo de trabajo (t_{enc}) y la duración del ciclo de relajación (t_{ap}), se llega a un estado cuasiestacionario. A partir de allí, cada ciclo llegará siempre a la misma temperatura máxima. El cambio en el índice de refracción que definirá la profundidad del pozo óptico formado será proporcional a este valor. A su vez, como acabamos de decir, el mismo dependerá de t_{enc} y t_{ap} , los que a su vez dependen del período de la excitación (dado por la inversa de la frecuencia de modulación f), y del ciclo de trabajo.

En la fig. 5.14 se comparan los resultados experimentales (círculos) con la curva teórica obtenida según lo explicado (línea roja de trazos). En el panel principal se observa una saturación tanto para períodos largos, como para períodos cortos. La primera se debe, como ya mencionamos, a que la muestra no puede calentarse indefinidamente. La segunda, en cambio, se debe a que al acortar el período total de la excitación, llevamos t_{ap} por debajo del tiempo que lleva difundir el calor generado por el láser entre sucesivos ciclos de trabajo, por lo que cada vez es más difícil volver a la temperatura inicial y, por lo tanto, la temperatura máxima lograda cae más lentamente. Ambos puntos de saturación son, en este modelo, directamente proporcionales a la potencia de la fuente. En el recuadro de la fig. 5.14 se presentan asimismo los resultados obtenidos manteniendo la relación entre t_{enc} y t_{ap} constante, es decir, dejando fija la

frecuencia y variando el ciclo de trabajo (i. e., t_{enc} ⁴). Allí se observa una dependencia esencialmente lineal con el tiempo de excitación. El acuerdo logrado entre los resultados experimentales y los cálculos teóricos es, en ambos casos, bueno. Los valores de α_T utilizados para generar las curvas teóricas presentadas en la fig. 5.14 se resumen en la tabla 5.1. La profundidad de penetración $z_0 = 2,207 \mu\text{m}$ se estimó mediante el método de las matrices de transferencia, mientras que el parámetro de ajuste utilizado fue el calor disipado por la fuente de calor q . Para el panel principal de la fig. 5.14 se tomó $q = 5,7 \cdot 10^8 \text{ }^\circ\text{C/s}$, equivalente a una disipación de $\sim 1,0 \text{ mW}/\mu\text{m}^3$ en la primera capa de $\text{Al}_{0,1}\text{Ga}_{0,9}\text{As}$ de la estructura. Para el *inset* de la fig. 5.14, en cambio, se tomó $q = 2,9 \cdot 10^8 \text{ }^\circ\text{C/s}$, equivalente a una disipación de $\sim 0,5 \text{ mW}/\mu\text{m}^3$.

Tabla 5.1: Difusividad térmica

Medio	$\alpha_T \left(\frac{\mu\text{m}^2}{\mu\text{s}} \right)$
GaAs [158, 159]	31,0
Al_{0,1}Ga_{0,9}As [160, 161]	20,0
Al_{0,95}Ga_{0,05}As [160, 161]	54,0
Aire [162, 163]	20,0

5.3. Conclusiones

En este capítulo nos concentramos en el confinamiento óptico 3D, sintonizable y reversible, generado mediante una excitación láser. El mismo se evidencia por la aparición de nuevos estados ópticos, discretos y de menor energía que el modo óptico fundamental, al excitar ópticamente las muestras con potencias elevadas. Se llevaron a cabo mediciones a distintas potencias de excitación y, mediante un modulador acusto-óptico, con distintos períodos de excitación y relajamiento. Se demostró que el confinamiento está dado por un cambio local del índice de refracción de la cavidad, dado por un gradiente de temperaturas. Este gradiente surge, a su vez, debido a la relajación de los portadores fotoexcitados, cuya distribución está dada por el perfil de excitación y la difusión de los mismos previa a la recombinación.

La aparición de los nuevos estados ópticos permitidos se explicó mediante un modelo simplificado, análogo al pozo de potencial del átomo de hidrógeno. Según este modelo, el haz de excitación forma un pozo de potencial óptico, dado por una dependencia lateral del índice de refracción dentro de la estructura. El mismo es similar al caso de los pilares estudiados con anterioridad, por lo que los modos permitidos deben cumplir tanto con la condición de contorno dada por el pozo de potencial, como con la ecuación

⁴ t_{ap} cambia también, ya que la suma de t_{enc} y t_{ap} define el período de la excitación.

de confinamiento. Mediante este simple modelo es posible asignar con gran acierto las energías de los modos observados a distintos órdenes de Bessel.

En pilares, el efecto observado depende fuertemente de la relación entre el tamaño de los mismos y el tamaño del *spot* del láser de excitación. Para pilares de mayor tamaño, el efecto es similar al observado en una muestra plana, mientras que para pilares del mismo orden que el *spot*, los modos preexistentes sufren una redistribución, amoldándose a las nuevas condiciones de contorno generadas. Para pilares de menor tamaño, el efecto observado es indistinguible de un calentamiento homogéneo de la muestra.

Con el objetivo de explicar el origen del pozo de potencial formado, se llevaron a cabo mediciones utilizando un modulador acusto-óptico para variar las condiciones de excitación. Para excitaciones prolongadas, equivalentes al caso de excitación continua, se observó la formación del pozo y la consecuente aparición de los modos anómalos. Para excitaciones cortas con tiempos de relajamiento prolongados, el pozo no se formó, o lo hizo débilmente. Debido a que el tiempo característico de recuperación del sistema electrónico es, como vimos en el capítulo 3, del orden de los nanosegundos, el comportamiento observado en función del período de excitación sólo puede explicarse mediante una distribución heterogénea de la temperatura. Bajo esta hipótesis y mediante algunas aproximaciones, se resolvió numéricamente la ecuación de difusión térmica. Los resultados teóricos muestran un acuerdo satisfactorio con los puntos experimentales.

Conclusiones generales

En este trabajo se estudió un sistema que consiste en una cavidad óptica y acústica, formada por un espaciador de GaAs ubicado entre dos espejos de interferencia. Dos muestras basadas en la misma estructura fueron estudiadas: una plana, y una grabada mediante RIE para formar pilares. Debido al alto contraste de índices de refracción e impedancias acústicas entre el aire y la muestra, éstos últimos presentan un fuerte confinamiento lateral tanto de sus modos ópticos como acústicos.

El confinamiento óptico se investigó mediante experimentos de microscopía de fotoluminiscencia con resolución espacial y angular. El confinamiento acústico, por otro lado, se estudió mediante experimentos de microrreflectometría ultrarrápida. Para ello, se diseñó e implementó un sistema de microscopía multipropósito. Variando el tamaño del pilar medido, se estudió la dependencia del acoplamiento optomecánico y la frecuencia y vida media de los modos acústicos de cavidad, en función del confinamiento lateral. Se observó, de esta forma, que al disminuir el tamaño lateral de los pilares los modos acústicos medidos sufren un corrimiento en su frecuencia, inversamente proporcional a su frecuencia y a su área ($\Delta\omega_0 \propto 1/(\omega_0 L^2)$). La vida media de estos modos, a su vez, cae con una dependencia dada por la inversa de la frecuencia del modo ($\tau \propto L/\omega_0$). En base a los resultados obtenidos mediante un modelo teórico simple, se desprende que la principal limitante a la vida media de los modos mecánicos de cavidad es la dispersión de los fonones coherentes en los defectos presentes en las superficies laterales. El acoplamiento, por otro lado, presenta un fuerte aumento al reducir el tamaño de los pilares, el cual es inversamente proporcional al tamaño lateral ($g_{om} \propto 1/L$). Esta dependencia se explicó teniendo en cuenta el aumento en la amplitud de los campos (ópticos y acústicos) debido al aumento del confinamiento cuando se reduce el tamaño lateral de los pilares. Se realizaron además simulaciones por el método de elementos finitos, que respaldaron esta conclusión y proporcionaron una estimación cuantitativa del acoplamiento optomecánico. De estos cálculos se desprende que la contribución debida al efecto fotoelástico es un orden de magnitud superior al debido a movimientos de las interfaces.

Por otro lado, utilizando un arreglo que permite obtener espectros de ultra alta resolución, obtuvimos los primeros espectros de dispersión Raman de los modos acústicos de cavidad propios de esas estructuras, tanto para una muestra sin confinamiento

lateral, como para un pilar cuadrado. En ambos casos se observa la presencia de picos correspondientes a fonones de cavidad (~ 19 GHz y ~ 57 GHz), así como de fonones correspondientes a modos extendidos de centro de zona de Brillouin (~ 40 GHz). A pesar de que la amplitud de las tensiones debidas a estos últimos es insignificante comparado con la debida a los modos de cavidad, debido a la simetría de su distribución espacial y a la existencia de un acoplamiento no nulo en los espejos, la intensidad de la dispersión observada es aproximadamente del mismo orden.

Se analizó además la respuesta del sistema electrónico a pulsos láser ultracortos, y su relación con los modos ópticos de las estructuras con confinamiento 3D. Se demostró que la difusión de pares electrón-hueco y su recombinación no radiativa sobre las superficies laterales, debido a la mayor concentración de defectos allí presente, son los factores más influyentes sobre la recuperación del modo óptico luego de la excitación mediante un pulso láser. Utilizando un modelo de difusión fue posible reproducir con gran precisión la dependencia del tiempo característico de recuperación con el tamaño lateral. Comprender la relación entre los portadores y el modo de cavidad nos permitió profundizar la comprensión de las dos etapas en el estudio óptico ultrarrápido de modos acústicos de cavidad: la generación y la detección. La primera está relacionada con la fotoexcitación de portadores, para lo cual los fotones del pulso láser deben ser capaces de entrar en la cavidad. Esto está influenciado por la dinámica del modo óptico durante la excitación. La capacidad de detección de dichos fonones, por otro lado, está modulada por la posición relativa entre el modo óptico de cavidad y el láser, por lo que la dinámica del modo óptico durante la relajación juega un papel importante. En base a esto se pudo explicar la dependencia de la respuesta optomecánica con la sintonización entre el láser y el modo óptico. En contraste con los modelos que consideran al modo óptico estático durante la excitación láser, se demostró que el máximo en la eficiencia de generación de fonones coherentes de cavidad no ocurre cuando el modo óptico se sintoniza exactamente con el láser, sino para una desintonización positiva, cuya posición exacta está dada por el acoplamiento óptico y la potencia. La descripción detallada de los procesos de generación y detección en cavidades mediante pulsos láser es un paso necesario para la aplicación de este tipo de técnicas de reflectometría ultrarrápida al estudio de fenómenos optomecánicos de una manera más cuantitativa.

Para profundizar la comprensión de esta dinámica temporal, se diseñó y puso en práctica una nueva técnica compuesta, la cual aprovecha las ventajas del equipo de reflectometría y del de espectroscopía. Gracias a la misma, fue posible estudiar de forma directa la respuesta óptica durante los instantes que dura la excitación óptica, así como durante los primeros momentos de la recuperación posterior. Cuando el modo óptico de cavidad cambia su posición espectral rápidamente en el tiempo, como puede ser durante la excitación pulsada o durante la recuperación en los pilares más pequeños, se observa conversión de frecuencias de los fotones del pulso de sondeo que ingresan a

la cavidad óptica. La misma se refleja como franjas de emisión que aparecen del lado (espectral) hacia el cual el modo se encuentra moviéndose.

Mediante una ligera modificación experimental, fue posible influenciar la recuperación del modo óptico, e incluso bloquearla, por medio de la excitación con un láser de emisión continua. Se demostró la posibilidad de mantener al sistema en un estado excitado cuasiestable durante un tiempo variable con la potencia y sintonización de la excitación continua con los primeros dos modos ópticos de cavidad. Este fenómeno está íntimamente relacionado con la biestabilidad del modo óptico de cavidad.

Finalmente, demostramos un mecanismo de confinamiento óptico 3D, sintonizable y reversible, generado mediante excitación láser. El mismo se evidencia por la aparición de nuevos estados ópticos, discretos y de menor energía que el modo óptico fundamental, al excitar ópticamente una cavidad óptica plana con potencias elevadas. Se demostró que el confinamiento está dado por un cambio local del índice de refracción de la cavidad, dado por un gradiente de temperaturas debido a la relajación de los portadores fotoexcitados. La distribución espacial de la trampa óptica generada está dada por el perfil de excitación y la difusión de los mismos previa a la recombinación. La aparición de los nuevos estados ópticos permitidos se explicó mediante un modelo análogo al pozo de potencial del átomo de hidrógeno. Según este modelo, el haz de excitación genera un pozo de potencial óptico, dado por un gradiente en el índice de refracción dentro de la estructura. El mismo permite asignar con gran acierto las energías de los modos observados a distintos ceros de las funciones cilíndricas de Bessel, y calcular los diámetros efectivos de confinamiento de cada uno.

Para explicar el origen del pozo de potencial óptico formado, se llevaron a cabo mediciones utilizando un modulador acusto-óptico para variar los tiempos de excitación. Para excitaciones prolongadas, equivalentes al caso de excitación continua, se observó la formación del pozo y la consecuente aparición de modos confinados lateralmente. Para excitaciones cortas (con tiempos largos entre las excitaciones consecutivas), el pozo no se formó, o lo hizo débilmente. Debido a que el tiempo característico de recuperación del sistema electrónico es del orden de los nanosegundos, el comportamiento observado en función del período de excitación sólo puede deberse a la distribución térmica. Al excitar de forma continua la misma zona, se genera un calentamiento, que deviene en la formación de una zona localizada de mayor índice de refracción. La misma funciona como un pozo de potencial óptico Gaussiano, por lo que se forman nuevos estados ópticos permitidos, análogos a los observados en los pilares. Tanto el ancho como la profundidad del pozo son modificables experimentalmente, lo que influye fuertemente en la distribución de los nuevos modos ópticos generados. Mediante algunas aproximaciones, se resolvió numéricamente la ecuación de difusión térmica, obteniendo resultados que muestran un muy buen acuerdo con los experimentos.

Los métodos experimentales y de procesamiento de datos desarrollados durante la

realización de esta tesis asientan las bases para la realización de nuevos experimentos. En particular, el estudio de multiestabilidades ópticas a bajas temperaturas, donde los efectos térmicos son despreciables, puede ser de importancia, especialmente si se logra utilizar para amplificar el acoplamiento optomecánico entre los modos ópticos y acústicos de cavidad. Asimismo, podría ser interesante la utilización de modos ópticos confinados lateralmente mediante excitación láser resonante para estudiar efectos optomecánicos.

A lo largo de este trabajo se ha logrado una profunda comprensión del sistema de interés, allanando el camino para el diseño y estudio de muestras de mayor complejidad, como pueden ser micropilares con pozos cuánticos embebidos en posiciones especificadas por diseño, cavidades ópticas dobles acopladas y arreglos de pilares conectados formando “moléculas ópticas”, entre otras. El diseño de estas estructuras puede estar dirigido a maximizar el acoplamiento optomecánico, a facilitar el desacople espectral entre la detección y la generación de vibraciones, o a optimizar la vida media de los fonones coherentes. El objetivo perseguido, por otro lado, es el mismo en todos los casos: la observación directa de acoplamiento fuerte entre fotones y fonones. En particular, los fenómenos que se busca observar en este tipo de estructuras, son el enfriamiento óptico de los modos mecánicos y la emisión estimulada de hipersonido. La demostración de cualquiera de estos comportamientos en una cavidad basada en espejos de interferencia será un hito en el desarrollo de sistemas optomecánicos de frecuencias por encima de las decenas y cientos de GHz.

Apéndice A

Relación de dispersión y bandas prohibidas

Si bien es posible llegar a una expresión analítica para las brechas en energía generadas al crear una superred unidimensional infinita [164], también se puede llegar a un excelente resultado de forma más clara mediante una simple aproximación. Partiremos de la relación de dispersión obtenida en el capítulo 1 para una superred formada por dos materiales A y B:

$$\cos(pD) = \cos \left[\omega \left(\frac{d_A}{v_A} + \frac{d_B}{v_B} \right) \right] - \frac{1}{2} \xi^2 \sin \left(\omega \frac{d_A}{v_A} \right) \sin \left(\omega \frac{d_B}{v_B} \right), \quad (\text{A.1})$$

siendo $\xi = \sqrt{Z_{AB} + Z_{AB}^{-1} - 2}$ y Z_{AB} el cociente de impedancias entre los materiales. Si particularizamos esta expresión para los modos en el centro y borde de zona:

$$\eta = \cos \left[(\Omega_n + \Delta\Omega_n) \left(\frac{d_A}{v_A} + \frac{d_B}{v_B} \right) \right] - \frac{1}{2} \xi^2 \sin \left[(\Omega_n + \Delta\Omega_n) \frac{d_A}{v_A} \right] \sin \left[(\Omega_n + \Delta\Omega_n) \frac{d_B}{v_B} \right], \quad (\text{A.2})$$

donde

$$\Omega_n = \frac{\pi v_{ef}}{D} n \quad (\text{A.3})$$

son las frecuencias angulares centrales de las bandas prohibidas y $\Delta\Omega_n$ el cambio en frecuencia debido al desdoblamiento en centro (n par) y borde (n impar) de zona. Nótese que η vale 1 (-1) para los modos de centro (borde) de zona debido a que p vale 0 ($\frac{\pi}{D}$). Para determinar el ancho de las bandas, expandiremos a segundo orden en $\Delta\Omega_n$ la expresión (A.2). Debido a que para los materiales utilizados ξ es muy pequeño [?], despreciaremos los términos de primer y segundo orden del término de la derecha, quedando:

$$\eta \approx (-1)^n \left(1 - \frac{D^2}{2v_{ef}^2} \Delta\Omega_n^2 \right) - \frac{1}{2} \xi^2 \sin \left(\Omega_n \frac{d_A}{v_A} \right) \sin \left(\Omega_n \frac{d_B}{v_B} \right). \quad (\text{A.4})$$

Reorganizando el término de la derecha de la expresión anterior y teniendo en cuenta que η se puede describir como $\eta = (-1)^n$, llegamos a

$$(-1)^n \approx (-1)^n \left(1 - \frac{D^2}{2v_{ef}^2} \Delta\Omega_n^2 \right) - \frac{1}{2} \xi^2 \left[\frac{1 - (-1)^n}{2} - \text{sen}^2 \left(\frac{n\pi}{2} \cdot \frac{d_A v_B - d_B v_A}{d_A v_B + d_B v_A} \right) \right]. \quad (\text{A.5})$$

Operando sobre la expresión anterior, se puede llevar a la forma

$$\Delta\Omega_n^2 \approx \left(\frac{v_{ef} \xi}{D} \right)^2 \cdot \left[(-1)^n \text{sen}^2 \left(\frac{n\pi}{2} \cdot \frac{d_A v_B - d_B v_A}{d_A v_B + d_B v_A} \right) - \frac{(-1)^n - 1}{2} \right]. \quad (\text{A.6})$$

Finalmente, se puede particularizar para el caso en que n sea par (modos de centro de zona):

$$\Delta\Omega_n \approx \pm \frac{v_{ef} \xi}{D} \cdot \text{sen} \left(\frac{n\pi}{2} \cdot \frac{d_A v_B - d_B v_A}{d_A v_B + d_B v_A} \right). \quad (\text{A.7})$$

o impar (modos de borde de zona):

$$\Delta\Omega_n \approx \pm \frac{v_{ef} \xi}{D} \cdot \cos \left(\frac{n\pi}{2} \cdot \frac{d_A v_B - d_B v_A}{d_A v_B + d_B v_A} \right). \quad (\text{A.8})$$

Definiendo $\alpha = \frac{v_A}{D}$, las expresiones anteriores pueden reescribirse como

$$\Delta\Omega_n \approx \pm \frac{v_{ef} \xi}{D} \cdot \text{sen} \left(\frac{n\pi}{2} \cdot \frac{\alpha v_B - (1 - \alpha) v_A}{\alpha v_B + (1 - \alpha) v_A} \right) \quad (\text{n par}) \quad (\text{A.9})$$

$$\Delta\Omega_n \approx \pm \frac{v_{ef} \xi}{D} \cdot \cos \left(\frac{n\pi}{2} \cdot \frac{\alpha v_B - (1 - \alpha) v_A}{\alpha v_B + (1 - \alpha) v_A} \right) \quad (\text{n impar}). \quad (\text{A.10})$$

Para buscar los máximos relativos se derivan e igualan a 0 las expresiones anteriores, de donde surge

$$\cos \left(\frac{n\pi}{2} \cdot \frac{\alpha v_B - (1 - \alpha) v_A}{\alpha v_B + (1 - \alpha) v_A} \right) = 0 \quad (\text{n par}) \quad (\text{A.11})$$

$$\text{sen} \left(\frac{n\pi}{2} \cdot \frac{\alpha v_B - (1 - \alpha) v_A}{\alpha v_B + (1 - \alpha) v_A} \right) = 0 \quad (\text{n impar}). \quad (\text{A.12})$$

De las ecuaciones anteriores se desprende que para maximizar una cierta banda prohibida se debe cumplir:

$$\alpha = \frac{(n + 2m + 1) v_A}{(n - 2m - 1) v_B + (n + 2m + 1) v_A} \quad (\text{n par}) \quad (\text{A.13})$$

$$\alpha = \frac{(n + 2m) v_A}{(n - 2m) v_B + (n + 2m) v_A} \quad (\text{n impar}), \quad (\text{A.14})$$

con $m \in \mathbb{N}_0$ y debiendo cumplirse además que

$$0 < \alpha < 1. \quad (\text{A.15})$$

A continuación ejemplificaremos un caso en particular, que además es el de relevancia para esta tesis: maximización de la primera banda de rechazo ($n = 1$). La expresión (A.14) para este caso queda entonces

$$\alpha = \frac{(1 + 2m)v_A}{(1 - 2m)v_B + (1 + 2m)v_A}. \quad (\text{A.16})$$

Puede comprobarse fácilmente que existe un único valor de m que satisface la condición (A.15): $m = 0$. Reemplazando en la ec. (A.16) llegamos a

$$\alpha = \frac{v_A}{v_B + v_A}. \quad (\text{A.17})$$

Finalmente estamos en condiciones de deducir el espesor de los materiales:

$$d_A = \alpha D = \frac{v_A}{v_B + v_A} D, \quad (\text{A.18})$$

recordando que

$$\Omega_1 = \frac{\pi v_{ef}}{D} = \frac{\pi}{\frac{d_A}{v_A} + \frac{d_B}{v_B}}, \quad (\text{A.19})$$

podemos reescribir la expresión (A.18) como

$$\begin{aligned} d_A &= \frac{\pi v_A}{\Omega_1} \cdot \frac{1}{\frac{d_A}{v_A} + \frac{d_B}{v_B}} \cdot \frac{D}{v_B + v_A} \\ d_A &= \frac{\pi v_A}{\Omega_1} \cdot \frac{D}{\frac{(v_B + v_A)d_A}{v_A} + \frac{(v_B + v_A)d_B}{v_B}} \\ d_A &= \frac{\pi v_A}{\Omega_1} \cdot \frac{D}{\frac{d_A}{\alpha} + \frac{d_B}{(1-\alpha)}} \\ d_A &= \frac{\pi v_A}{\Omega_1} \cdot \frac{D}{\frac{\alpha D}{\alpha} + \frac{(1-\alpha)D}{(1-\alpha)}} \\ d_A &= \frac{\pi v_A}{2\Omega_1}. \end{aligned} \quad (\text{A.20})$$

La expresión (A.20) puede reescribirse de la siguiente forma:

$$d_A = \frac{\lambda_A}{4}, \quad (\text{A.21})$$

donde $\lambda_A = \frac{2\pi v_A}{\Omega_1}$ es la longitud de onda en el material A. Análogamente, puede de-

mostrarse que

$$d_B = \frac{\lambda_B}{4}, \quad (\text{A.22})$$

siendo $\lambda_B = \frac{2\pi v_B}{\Omega_1}$ la longitud de onda en el material B.

Apéndice B

Confinamiento del modo óptico de cavidad en pilares

El concepto de modo óptico de cavidad ya fue introducido en la sección § 1.1.1, donde vimos que surge del confinamiento del campo en una dirección (en nuestro caso $\hat{\mathbf{z}}$, por definición). En este apartado estudiaremos el efecto que genera el confinamiento lateral sobre la relación de dispersión del modo óptico de cavidad. El primer paso para lograr esto consiste en calcular la distribución del campo electromagnético dentro de un pilar. Para llevar esto a cabo, se deberían tener en cuenta las condiciones de contorno del campo en las superficies laterales del mismo, donde la componente tangencial (normal) del campo eléctrico (magnético) debe ser continua. Sin embargo, no es posible realizar este cálculo analíticamente, por lo que haremos una aproximación: asumiremos que los campos se anulan en las superficies. Esto surge de considerar que el cociente de impedancias entre el pilar y el medio circundante (aire/vacío) es infinito, y, por lo tanto, las paredes son perfectamente reflectantes. Asimismo, consideraremos que el pilar esta formado por un material efectivo, al igual que hicimos cuando estudiamos el caso unidimensional. De esta forma, el problema se reduce a resolver la ecuación de onda dentro de una caja, donde ya conocemos la distribución en la dirección $\hat{\mathbf{z}}$, dada por el resultado para el caso sin confinamiento lateral.

$$\begin{cases} \nabla^2 E(x, y, z) - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 E(x, y, z)}{\partial t^2} = 0 \\ E(x, y, z) = E_x(x) \cdot E_y(y) \cdot E_z(z) , \\ E(x, y, z)|_{\text{bordes}} = 0 \end{cases} \quad (\text{B.1})$$

Para resolver el problema, tomemos el caso de un pilar de sección cuadrada de lado L y propongamos la siguiente solución:

$$E_\nu(\nu) = A_\nu e^{i(k_\nu \nu - \omega t)} + B_\nu e^{i(-k_\nu \nu - \omega t)}, \quad (\text{B.2})$$

donde $\nu = x, y$. Debido a que las paredes del pilar son perfectamente reflectantes, $A_\nu = B_\nu$, por lo que podemos reescribir la ec. (B.2) como

$$\begin{aligned} E_\nu(\nu) &= A_\nu [e^{i(k_\nu \nu - \omega t)} + e^{i(-k_\nu \nu - \omega t)}] \\ E_\nu(\nu) &= 2A_\nu \cdot \cos(k_\nu \nu) \cdot e^{-i\omega t}. \end{aligned} \quad (B.3)$$

Para cumplir las condiciones de borde, los únicos valores posibles de k_ν serán:

$$k_\nu = (\eta_\nu + 1) \cdot \frac{\pi}{L}, \quad (B.4)$$

con $\eta_\nu \in \mathbb{N}_0$. El módulo del vector de onda total será entonces:

$$k = \sqrt{k_z^2 + \left(\frac{\pi}{L}\right)^2 [(\eta_x + 1)^2 + (\eta_y + 1)^2]}, \quad (B.5)$$

con $k = \frac{2\pi}{\lambda_{cav}} = \frac{n_{ef}\omega}{c}$, donde λ_{cav} es la longitud de onda dentro del pilar. Reescribiendo la ec. (B.5) en función de la frecuencia angular, queda:

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 + \left(\frac{\pi c}{n_{ef} L}\right)^2 [(\eta_x + 1)^2 + (\eta_y + 1)^2]}, \quad (B.6)$$

donde ω_0 es la frecuencia del modo óptico sin confinamiento lateral y n_{ef} el índice de refracción efectivo del pilar. La ec. (B.6) define las energías permitidas en el pilar. A diferencia de una muestra plana infinita, los modos permitidos ahora se encuentran discretizados en energías bien definidas.

Además de la relación de dispersión, podemos calcular la distribución de campo lejano de la emisión. La misma es similar a la que surge de la difracción de una onda plana en una apertura cuadrada¹ y esta dada por [58]:

$$\begin{aligned} I(\theta, \phi) &= \left| \int_{-L/2}^{L/2} \int_{-L/2}^{L/2} E_x(x) E_y(y) e^{i[k' \sin(\theta) \cos(\phi)x + k' \sin(\theta) \sin(\phi)y]} dx dy \right|^2 \\ I(\theta, \phi) &= \left| \int_{-L/2}^{L/2} E_x(x) e^{i[k' \sin(\theta) \cos(\phi)x]} dx \int_{-L/2}^{L/2} E_y(y) e^{i[k' \sin(\theta) \sin(\phi)y]} dy \right|^2 \\ I(\theta, \phi) &= \left| \int_{-L/2}^{L/2} E_x(x) e^{i[k' \sin(\theta) \cos(\phi)x]} dx \right|^2 \cdot \left| \int_{-L/2}^{L/2} E_y(y) e^{i[k' \sin(\theta) \sin(\phi)y]} dy \right|^2 \\ I(\theta, \phi) &= I_x(\theta, \phi) \cdot I_y(\theta, \phi), \end{aligned} \quad (B.7)$$

donde $I(\theta, \phi)$ es la intensidad del campo en la dirección dada por los ángulos θ (respecto del eje z) y ϕ (dentro del plano XY), y $k' = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{k}{n_{ef}}$ es el vector de onda fuera del

¹Para el caso de difracción en una apertura, cada punto de la misma es fuente de una onda esférica, con igual amplitud en cada punto. Para este caso, en cambio, la amplitud esta dada por la distribución lateral del campo eléctrico dentro del pilar.

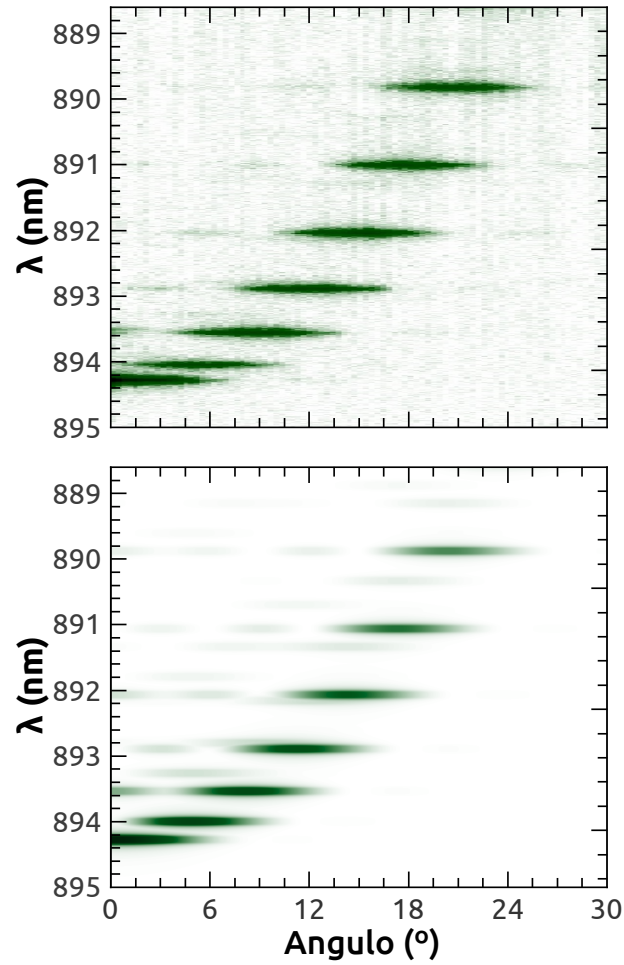


Figura B.1: Mapeo de fotoluminiscencia con resolución angular para un pilar cuadrado de $8\ \mu\text{m}$ (arriba) y simulación teórica (abajo).

pilar². Reemplazando las ec. (B.3) y ec. (B.5) dentro de la ec. (B.7) y resolviendo las integrales llegamos a:

$$\begin{cases} I_x^{par}(\theta, \phi) &= \frac{k_x^2}{(k_x^2 - [k' \sin(\theta) \cos(\phi)]^2)^2} \left[\cos\left(\frac{L}{2} k' \sin(\theta) \cos(\phi)\right) \right]^2 \\ I_x^{impar}(\theta, \phi) &= \frac{k_x^2}{(k_x^2 - [k' \sin(\theta) \cos(\phi)]^2)^2} \left[\sin\left(\frac{L}{2} k' \sin(\theta) \cos(\phi)\right) \right]^2 \end{cases} \quad (\text{B.8})$$

y

$$\begin{cases} I_y^{par}(\theta, \phi) &= \frac{k_y^2}{(k_y^2 - [k' \sin(\theta) \sin(\phi)]^2)^2} \left[\cos\left(\frac{L}{2} k' \sin(\theta) \sin(\phi)\right) \right]^2 \\ I_y^{impar}(\theta, \phi) &= \frac{k_y^2}{(k_y^2 - [k' \sin(\theta) \sin(\phi)]^2)^2} \left[\sin\left(\frac{L}{2} k' \sin(\theta) \sin(\phi)\right) \right]^2, \end{cases} \quad (\text{B.9})$$

donde hemos separado los casos en que η_ν es par o impar. En la fig. B.1 se muestra una comparación entre una medición de fotoluminiscencia con resolución angular de un pilar de sección cuadrada de $8\ \mu\text{m}$ de lado (panel superior) y una simulación del

²Hemos considerado que el índice de refracción fuera del pilar vale 1, correspondiente a aire o vacío.

espectro utilizando las expresiones (B.8) y (B.9) (panel inferior). El tamaño de pilar utilizado para llevar a cabo el cálculo teórico se toma un $\sim 10\%$ mayor al real, debido a que en la realidad el campo no está perfectamente confinado dentro del pilar, lo que equivale aproximadamente a un pilar ligeramente más grande.

Apéndice C

Amplificador *Lock-in* y su aplicación en reflectometría

Un amplificador *Lock-in* es capaz de detectar y medir señales alternas desde los nanovolts, incluso si la señal se encuentra contaminada por fuentes de ruido varios órdenes de magnitud más intensas. Su funcionamiento se basa en la técnica de detección sensible a la fase, también llamada detección sincrónica. Esta técnica requiere que la señal de interés se encuentre modulada con una frecuencia establecida. Típicamente, durante un experimento, se excita la muestra de interés con una frecuencia dada y luego se detecta la señal mediante el amplificador *Lock-in* calibrado para trabajar con esa frecuencia en particular. De esta forma, es posible rechazar cualquier señal que no se encuentre modulada por la frecuencia de referencia utilizada, por lo que incluso siendo una fuente de ruido muy intensa, no afectará la medición.

C.1. Principio de funcionamiento

Para simplificar la matemática, supondremos que la modulación de la señal de interés es senoidal, por lo que la señal útil tendrá en general la forma:

$$V_0(t) = V \sin(\omega_R t + \theta_0) + C, \quad (\text{C.1})$$

donde V es la señal que nos interesa, ω_R es la frecuencia angular de referencia, θ_0 la fase de la modulación y C tiene en cuenta el ruido de fondo y cualquier componente continua que pueda estar presente. Dentro del amplificador *Lock-in* se multiplica esta señal con otra señal con la misma frecuencia mediante un modulador (también conocido como mezclador):

$$V_{mod1}(t) = V_m \sin(\omega_R t + \theta_1), \quad (\text{C.2})$$

tomando la señal total la forma:

$$\begin{aligned} V_{mezcla1}(t) &= V_0(t) \cdot V_{mod1}(t) \\ V_{mezcla1}(t) &= \frac{1}{2}V_m V \cos(\theta_1 - \theta_0) + V_m C \sin(\omega_R t + \theta_1) + \frac{1}{2}V_m V \cos(2\omega_R + \theta_0 + \theta_1). \end{aligned} \quad (C.3)$$

Donde se evidencia que, dado que ambas modulaciones se realizan exactamente a la misma frecuencia, el primer término es independiente del tiempo, es decir, es una señal continua (DC), mientras que el segundo término posee la frecuencia de referencia y el tercero una del doble. Estas últimas son removidas mediante un filtro pasa bajos, por lo que la señal filtrada queda:

$$V_{F1} = \frac{1}{2}V_m V \cos(\theta_1 - \theta_0). \quad (C.4)$$

Una opción para poder medir V , luego, es conocer exactamente la diferencia de fase. Otra opción (que es la que utilizamos realmente) consiste en utilizar dos moduladores con una diferencia de fase de exactamente $\frac{\pi}{2}$. El segundo mezclador modulará $V_0(t)$ con otra señal de la forma:

$$V_{mod2}(t) = V_m \sin(\omega_R t + \theta_2) = V_m \sin(\omega_R t + \theta_1 - \frac{\pi}{2}), \quad (C.5)$$

quedando entonces la señal total del segundo mezclador:

$$\begin{aligned} V_{mezcla2}(t) &= V_0(t) \cdot V_{mod2}(t) \\ V_{mezcla2}(t) &= \frac{1}{2}V_m V \cos(\theta_1 - \theta_0 - \frac{\pi}{2}) + V_m C \sin(\omega_R t + \theta_1 - \frac{\pi}{2}) + \\ &\quad + \frac{1}{2}V_m V \cos(2\omega_R + \theta_0 + \theta_1 - \frac{\pi}{2}). \end{aligned} \quad (C.6)$$

Filtrando mediante un filtro pasa bajos, llegamos a:

$$V_{F2} = \frac{1}{2}V_m V \cos(\theta_1 - \theta_0 - \frac{\pi}{2}) = \frac{1}{2}V_m V \sin(\theta_1 - \theta_0). \quad (C.7)$$

Finalmente, dado que V_m es conocido, podemos calcular el valor de V mediante los valores obtenidos en las ec. (C.4) y ec. (C.7):

$$V = (\frac{2}{V_m}) \sqrt{(V_{F1})^2 + (V_{F2})^2}. \quad (C.8)$$

C.2. Aplicación en mediciones de reflectometría ultra-rápida

En un experimento de reflectometría ultrarrápida se separa un pulso láser en dos pulsos mediante un divisor de haz y se hacen incidir sobre una muestra con un cierto retraso temporal. Uno de los pulsos excita la muestra (haz de bombeo), cambiando su reflectividad, mientras que el otro se usa para medir ese cambio (haz de sondeo). Este último es la fuente de la señal de interés, que detectaremos mediante un fotodiodo. Para poder aplicar lo explicado en la sección anterior, debemos modular la señal con la frecuencia de referencia. En este tipo de experimentos, la modulación se realiza normalmente mediante una función tipo escalón periódico, y no una función senoidal; sin embargo, el tratamiento de la señal es análogo. Para llevar a cabo la detección sincrónica en estos experimentos existen dos alternativas: modular la excitación o modular la medición. En el primer caso, la amplitud de la señal filtrada por el amplificador *Lock-in* será proporcional al cambio de reflectividad

$$V \propto \Delta R = R' - R_0, \quad (\text{C.9})$$

mientras que en el segundo caso la señal será proporcional a la reflectividad perturbada

$$V \propto R'. \quad (\text{C.10})$$

En la fig. C.1 se esquematiza la forma que tendrá la señal medida por el fotodiodo

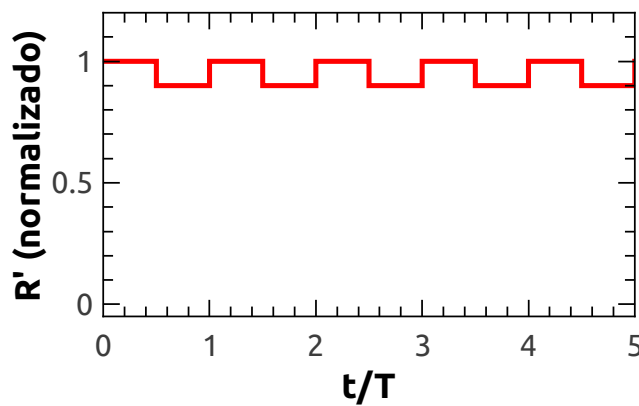


Figura C.1: Señal medida por el fotodiodo cuando se modula el haz de bombeo. La normalización es tal que la reflectividad de la muestra sin perturbar es 1.

cuando se modula el haz de excitación. La señal varía entre la reflectividad perturbada y la de reposo con la frecuencia de referencia, dada por la inversa del período (T). Por lo tanto, la señal oscilante tiene una amplitud dada por el cambio de la reflectividad debido a la excitación, y se encuentra montada sobre una señal constante dada por le

reflectividad de reposo. En la fig. C.2, por otro lado, se esquematiza la señal medida en el caso en que se module el haz de sondeo. En este caso, la muestra se encuentra siempre en su estado excitado al ser medida, pero durante los intervalos de tiempo en que el haz de sondeo se encuentra bloqueado no llega señal al fotodiodo, por lo que la señal medida es 0. De esta forma, la señal oscilante tiene una amplitud dada por la reflectividad perturbada.

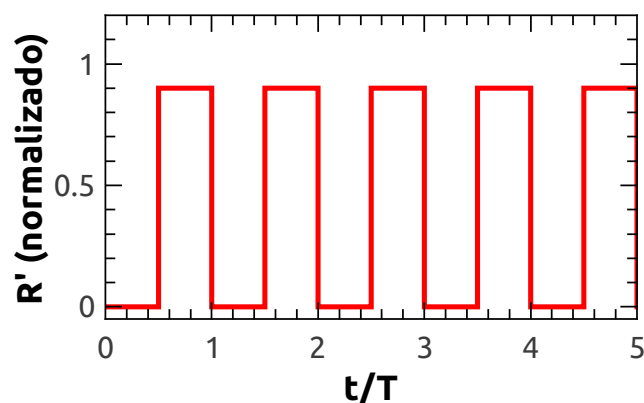


Figura C.2: Señal medida por el fotodiodo cuando se modula el haz de sondeo. La normalización es tal que la reflectividad de la muestra sin perturbar es 1.

Si bien podría parecer que la segunda estrategia es superior a la primera debido a la mayor amplitud de la señal medida, no debemos olvidar que la señal que realmente nos interesa es el cambio en la reflectividad debido a la fotoexcitación y a las vibraciones de la muestra. Por lo tanto, si bien la señal que detectaremos en el caso de modular la excitación es inferior en amplitud, posee exactamente la información que nos interesa. Y, como ya explicamos, un amplificador *Lock-in* puede trabajar con señales muy pequeñas, por lo que la amplitud de la señal no es un problema. Si modulamos el haz de sondeo, en cambio, mediremos con mucha precisión la reflectividad efectiva de la muestra, pero nos será muy difícil, sino imposible, extraer con suficiente precisión los cambios más sutiles en la reflectividad. Esta dificultad se debe a que los mismos pueden llegar a ser varios ordenes de magnitud más pequeños que la señal de reposo¹; en particular, los cambios debidos a las vibraciones generadas en la red cristalina (fonones) pueden ser entre 3 y 5 ordenes de magnitud más pequeños.

Por lo explicado anteriormente, es importante entender que cada estrategia posee diferentes ventajas y desventajas, dependiendo de qué experimento se llevará a cabo y qué información se espera obtener. Debido a que en nuestros experimentos nos interesa medir los pequeños cambios en la reflectividad debidos a los fonones generados por el haz de bombeo, realizamos la modulación siempre sobre el haz de bombeo (fig. C.1).

¹En las fig. C.1 y fig. C.2 se exageró el cambio simplemente para ayudar con la explicación.

Apéndice D

Estimación de la vida media de fonones

En este apartado explicaremos en detalle cómo se estimaron las vidas medias fonónicas a partir de los resultados experimentales. Para ello, utilizaremos un caso particular a modo de ejemplo.

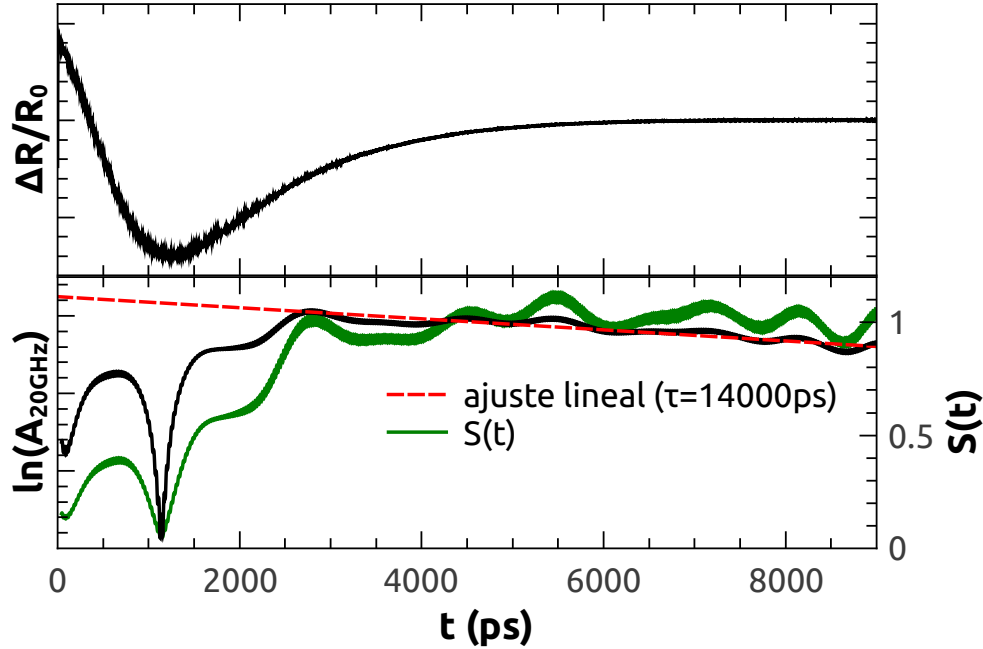


Figura D.1: Panel superior: traza temporal de reflectometría diferencial de un pilar cuadrado de $6\mu\text{m}$ de lado. Panel inferior: logaritmo natural de la amplitud de oscilación del modo acústico de $\sim 19\text{GHz}$ (negro), ajuste mediante un decaimiento exponencial (rojo, trazos) y función de sensibilidad (verde).

En primer lugar, al estar hablando de la vida media de un modo, estamos asumiendo una hipótesis, y es que la amplitud del mismo decae en el tiempo de forma exponencial,

con un tiempo característico τ que corresponde a dicha vida media:

$$A(t) = A_0 e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (D.1)$$

donde A_0 es la amplitud inicial. Luego, graficando $\ln(A(t))$, si la dependencia es de la forma presentada en la ec. (D.1), obtendremos una recta con una pendiente dada por $-\frac{1}{\tau}$. En la fig. D.1 se muestra la traza temporal (línea negra, arriba) y el logaritmo de la amplitud experimental del modo acústico de cavidad de ~ 19 GHz (línea negra, abajo) para un pilar de $6\mu\text{m}$. Se observa que la amplitud del modo sólo sigue un comportamiento exponencial a partir de los ~ 3000 ps. La razón es que las oscilaciones

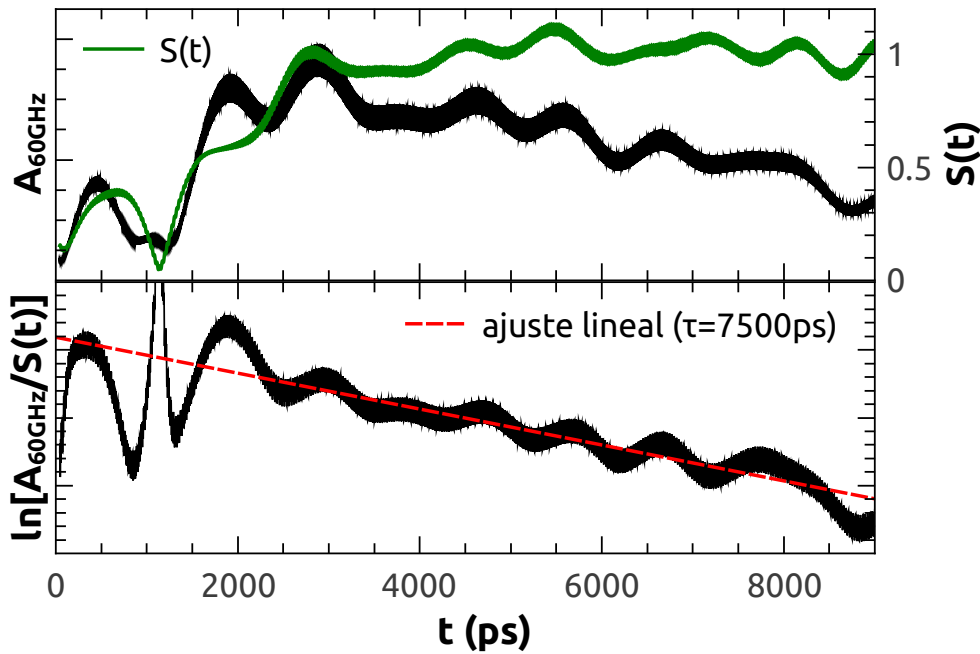


Figura D.2: Panel superior: amplitud de oscilación del modo acústico de ~ 57 GHz de un pilar cuadrado de $6\mu\text{m}$ de lado (negro) y función de sensibilidad (verde). Panel inferior: logaritmo natural de la amplitud de oscilación del modo de ~ 57 GHz corregida por la función de sensibilidad (negro) y ajuste mediante un decaimiento exponencial (rojo, trazos).

se encuentran moduladas por la función de sensibilidad $S(t)$, que depende de la posición instantánea del modo óptico de cavidad respecto del láser. Para poder separar los cambios debidos a la vida media de las vibraciones de los debidos a la función de sensibilidad, ajustaremos mediante una exponencial sólo cuando el modo óptico se encuentra en reposo. Para determinar el tiempo en el cual se llega a esta condición observamos la traza temporal en la fig. D.1 (arriba). A medida que el modo óptico se mueve sobre el espectro del láser, la reflectividad cambia, por lo que cuando la misma queda constante e igual a su valor inicial, el sistema electrónico, y por lo tanto el modo óptico, han vuelto a su estado de reposo. El tiempo aproximado cuando ocurre esto es

~ 5000 ps. Puede verse que si bien el ajuste (línea de trazos roja) se llevó a cabo a partir de ese momento, las mediciones a partir de ~ 3000 ps ajustan bien también. Esto se explica teniendo en cuenta que, si bien el modo óptico se encuentra en movimiento y por lo tanto la reflectividad cambia, la función de sensibilidad permanece aproximadamente constante. La misma puede extraerse de la medición si tenemos en cuenta que la curva experimental tiene la forma

$$A_{\text{exp}}(t) = A_0 e^{-\frac{t}{\tau}} \cdot S(t), \quad (\text{D.2})$$

por lo que si dividimos la medición por la exponencial utilizada en el ajuste obtenemos la función de sensibilidad. El resultado obtenido se presenta en la fig. D.1 (abajo)

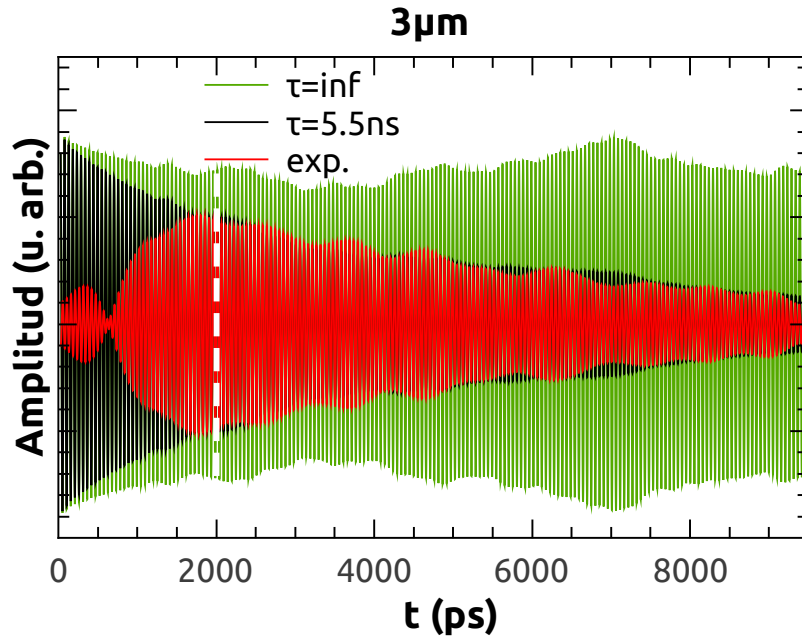


Figura D.3: Comparación entre el modo de ~ 19 GHz observado experimentalmente para un pilar de $3 \mu\text{m}$ de lado (rojo) y los cálculos realizados teniendo en cuenta los modos acústicos de orden superior para dos vidas medias homogéneas distintas. La línea de trazos blanca marca el punto a partir del cual el modo óptico de cavidad se encuentra en reposo.

con la línea continua verde. Además de ayudarnos a entender lo que ocurre con las propiedades ópticas de la muestra, conocer la función de sensibilidad es útil a la hora de ajustar el siguiente modo acústico (~ 57 GHz), ya que dividiendo la medición por la misma, puede mejorarse sensiblemente el ajuste. Esto se muestra en la fig. D.2. En el panel superior se presenta la amplitud medida para el modo de ~ 57 GHz, junto con la función de sensibilidad estimada a partir del ajuste del modo de ~ 19 GHz. En el panel inferior, se muestra el cociente entre ambas, junto con el ajuste exponencial. Debido a que la función de sensibilidad está dada en principio por la derivada de la distribución del láser en la posición espectral instantánea del modo óptico de cavidad, uno espera que la misma sea igual para todos los modos mecánicos excitados. Siendo

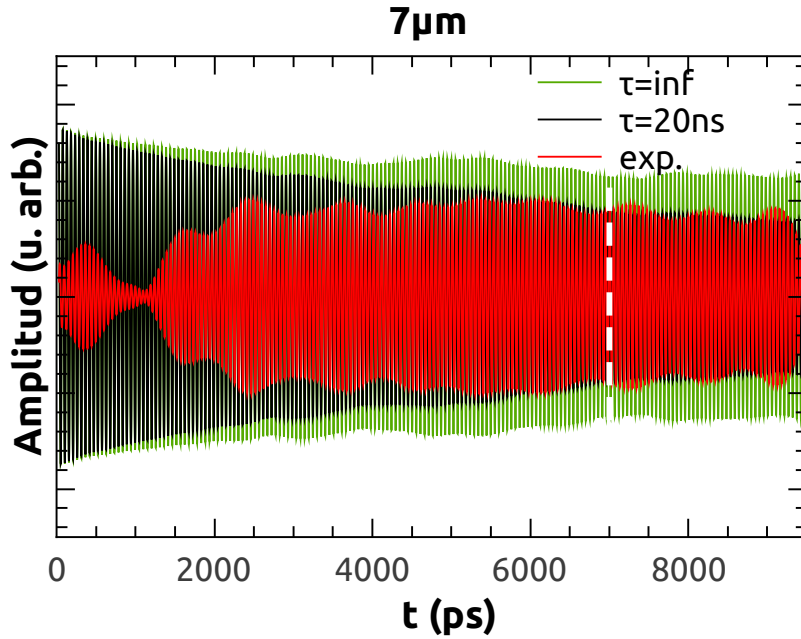


Figura D.4: Comparación entre el modo de ~ 19 GHz observado experimentalmente para un pilar de $7\mu\text{m}$ de lado (rojo) y los cálculos realizados teniendo en cuenta los modos acústicos de orden superior para dos vidas medias homogéneas distintas. La línea de trazos blanca marca el punto a partir del cual el modo óptico de cavidad se encuentra en reposo.

este el caso, la amplitud del modo de ~ 57 GHz corregida por la función de sensibilidad estimada a partir del modo de ~ 19 GHz debería ser ajustada por una exponencial para todos los tiempos. Sin embargo, esto no es exactamente lo que se observa en la fig. D.2 (inferior). En las zonas donde la función de sensibilidad es reducida, el ajuste mediante una exponencial no parece ser adecuado. Esto puede explicarse si se tiene en cuenta que las zonas de baja sensibilidad a los fonones tienen el mismo nivel de ruido que las zonas de alta sensibilidad. Sin embargo, al dividir por la sensibilidad, la relación señal/ruido mejora en las últimas, mientras que empeora considerablemente en las primeras. Por lo tanto, el ajuste será mejor en donde la función de sensibilidad es apreciable, y será imposible en las zonas donde la misma se anula. Pero como estas últimas no podían utilizarse para extraer la vida media de todas formas, se utilizó este método para facilitar la estimación de la vida media del modo de ~ 57 GHz en todos los casos.

Un punto que aún no se ha discutido es si la vida media observada es la homogénea o la heterogénea. Es decir, si la disminución observada en la amplitud esta dada por la destrucción de fonones, o simplemente por el desfase entre distintos modos con frecuencias similares. Para esclarecer este tema, se llevaron a cabo cálculos teniendo en cuenta no sólo el modo mecánico de orden cero, sino también los excitados. La amplitud de cada modo se estimó teniendo en cuenta la integral de superposición entre dicho modo y el modo óptico de cavidad. Las fig. D.3 y fig. D.4 muestran los resultados

para un pilar cuadrado de $3\mu\text{m}$ y $7\mu\text{m}$ de lado, respectivamente. En rojo se muestra el experimento (sin corregir por la sensibilidad), en verde el cálculo suponiendo que los modos viven infinitamente, y en negro la dependencia teniendo en cuenta una vida media homogénea. Es evidente que para ninguno de los casos puede explicarse el comportamiento observado teniendo en cuenta sólo un desfase. Por lo tanto, podemos afirmar que la vida media medida corresponde a la homogénea.

Bibliografía

- [1] Anguiano, S., Sesin, P., Bruchhausen, A. E., Lamberti, F. R., Favero, I., Esmann, M., *et al.* Scaling rules in optomechanical semiconductor micropillars. *Phys. Rev. A*, **98**, 063810, Dec 2018.
- [2] Conard, N. J., Malina, M., Münzel, S. C. New flutes document the earliest musical tradition in southwestern germany. *Nature*, Jun 2009.
- [3] Yang, J. En: An Introduction to the Theory of Piezoelectricity. Springer Science & Bussiness Media, Boston, 2005.
- [4] Bottom, V. E. A history of the quartz crystal industry in the usa. En: Thirty Fifth Annual Frequency Control Symposium, págs. 3–12. 1981.
- [5] Thompson Jr, R. The development of the quartz crystal oscillator industry of world war ii. **52**, 694–697, 06 2005.
- [6] Hennessy, J. L., Patterson, D. A. En: Computer Architecture, A Quantitative Aproach. Morgan Kaufmann Publishers, San Francisco, 2007.
- [7] Lucek, J., Smith, K., Blow, K. Ultrafast all-optical information processing. En: IEE Colloquium on Ultra-Short Optical Pulses, págs. 9/1–9/4. 1993.
- [8] Preble, S. F., Xu, Q., Schmidt, B. S., Lipson, M. Ultrafast all-optical modulation on a silicon chip. *Opt. Lett.*, **30** (21), 2891–2893, Nov 2005.
- [9] Deleglise, S., Capelle, T., xu chen, Jacqmin, T., Braive, R., Robert-Philipp, I., *et al.* Hybrid optomechanical systems as transducers for quantum information. En: Quantum Information and Measurement (QIM) 2017, pág. QF3C.3. Optical Society of America, 2017.
- [10] Biolatti, E., D’Amico, I., Ionicioiu, R., Zanardi, P., Rossi, F. Ultrafast quantum information processing in nanostructured semiconductors. **31**, 107–116, 02 2002.
- [11] Marquardt, F., Girvin, S. Optomechanics. *Physics*, **2**, May 2009.

- [12] Favero, I., Karrai, K. Optomechanics of deformable optical cavities. *Nature Photonics*, **3** (4), 201–205, Apr 2009.
- [13] Kippenberg, T. J., Vahala, K. J. Cavity optomechanics: Back-action at the mesoscale. *Science*, **321** (5893), 1172–1176, Aug 2008.
- [14] Razavi, B. Design of high-speed circuits for optical communication systems. En: Proceedings of the IEEE 2001 Custom Integrated Circuits Conference (Cat. No.01CH37169), págs. 315–322. 2001.
- [15] Imade, Y., Ulbricht, R., Tomoda, M., Matsuda, O., Seniutinas, G., Juodkazis, S., *et al.* Gigahertz optomechanical modulation by split-ring-resonator nanophotonic meta-atom arrays. *Nano Letters*, **17** (11), 6684–6689, Oct 2017.
- [16] Eichenfield, M., Chan, J., Camacho, R. M., Vahala, K. J., Painter, O. Optomechanical crystals. *Nature*, **462** (7269), 78–82, Oct 2009.
- [17] Regal, C. A., Teufel, J. D., Lehnert, K. W. Measuring nanomechanical motion with a microwave cavity interferometer. *Nature Physics*, **4** (7), 555–560, May 2008.
- [18] Safavi-Naeini, A. H., Alegre, T. P. M., Chan, J., Eichenfield, M., Winger, M., Lin, Q., *et al.* Electromagnetically induced transparency and slow light with optomechanics. *Nature*, **472** (7341), 69–73, Mar 2011.
- [19] Weis, S., Rivière, R., Deléglise, S., Gavartin, E., Arcizet, O., Schliesser, A., *et al.* Optomechanically induced transparency. *Science*, **330** (6010), 1520–1523, 2010.
- [20] Gröblacher, S., Hammerer, K., Vanner, M. R., Aspelmeyer, M. Observation of strong coupling between a micromechanical resonator and an optical cavity field. *Nature*, **460** (7256), 724–727, Aug 2009.
- [21] Teufel, J. D., Li, D., Allman, M. S., Cicak, K., Sirois, A. J., Whittaker, J. D., *et al.* Circuit cavity electromechanics in the strong-coupling regime. *Nature*, **471** (7337), 204–208, Mar 2011.
- [22] Thompson, J. D., Zwickl, B. M., Jayich, A. M., Marquardt, F., Girvin, S. M., Harris, J. G. E. Strong dispersive coupling of a high-finesse cavity to a micromechanical membrane. *Nature*, **452** (7183), 72–75, Mar 2008.
- [23] Anetsberger, G., Arcizet, O., Unterreithmeier, Q. P., Rivière, R., Schliesser, A., Weig, E. M., *et al.* Near-field cavity optomechanics with nanomechanical oscillators. *Nature Physics*, **5** (12), 909–914, Oct 2009.

- [24] O'Connell, A. D., Hofheinz, M., Ansmann, M., Bialczak, R. C., Lenander, M., Lucero, E., *et al.* Quantum ground state and single-phonon control of a mechanical resonator. *Nature*, **464** (7289), 697–703, Mar 2010.
- [25] Usami, K., Naesby, A., Bagci, T., Melholt Nielsen, B., Liu, J., Stobbe, S., *et al.* Optical cavity cooling of mechanical modes of a semiconductor nanomembrane. *Nature Physics*, **8** (2), 168–172, Jan 2012.
- [26] Teufel, J. D., Donner, T., Li, D., Harlow, J. W., Allman, M. S., Cicak, K., *et al.* Sideband cooling of micromechanical motion to the quantum ground state. *Nature*, **475** (7356), 359–363, Jul 2011.
- [27] Tilstra, L. G., Arts, A. F. M., de Wijn, H. W. Optically excited ruby as a saser: Experiment and theory. *Phys. Rev. B*, **76**, 024302, Jul 2007.
- [28] Metzger, C., Ludwig, M., Neuenhahn, C., Ortlieb, A., Favero, I., Karrai, K., *et al.* Self-induced oscillations in an optomechanical system driven by bolometric backaction. *Phys. Rev. Lett.*, **101**, 133903, Sep 2008.
- [29] Lin, Q., Rosenberg, J., Chang, D., Camacho, R., Eichenfield, M., Vahala, K. J., *et al.* Coherent mixing of mechanical excitations in nano-optomechanical structures. *Nature Photonics*, **4** (4), 236–242, Feb 2010.
- [30] Aspelmeyer, M., Kippenberg, T. J., Marquardt, F. Cavity optomechanics. *Rev. Mod. Phys.*, **86**, 1391–1452, Dec 2014.
- [31] Metzger, C., Favero, I., Ortlieb, A., Karrai, K. Optical self cooling of a deformable fabry-perot cavity in the classical limit. *Phys. Rev. B*, **78**, 035309, Jul 2008.
- [32] Ashkin, A. Acceleration and trapping of particles by radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, **24**, 156–159, Jan 1970.
- [33] Caves, C. M. Quantum-mechanical noise in an interferometer. *Phys. Rev. D*, **23**, 1693–1708, Apr 1981.
- [34] Dorsel, A., McCullen, J. D., Meystre, P., Vignes, E., Walther, H. Optical bistability and mirror confinement induced by radiation pressure. *Phys. Rev. Lett.*, **51**, 1550–1553, Oct 1983.
- [35] Sheard, B. S., Gray, M. B., Mow-Lowry, C. M., McClelland, D. E., Whitcomb, S. E. Observation and characterization of an optical spring. *Phys. Rev. A*, **69**, 051801, May 2004.

- [36] Chiao, R. Y., Townes, C. H., Stoicheff, B. P. Stimulated brillouin scattering and coherent generation of intense hypersonic waves. *Phys. Rev. Lett.*, **12**, 592–595, May 1964.
- [37] Van Laer, R., Baets, R., Van Thourhout, D. Unifying brillouin scattering and cavity optomechanics. *Phys. Rev. A*, **93**, 053828, May 2016.
- [38] Bahl, G., Kim, K. H., Lee, W., Liu, J., Fan, X., Carmon, T. Brillouin cavity optomechanics with microfluidic devices. *Nature Communications*, **4**, Jun 2013.
- [39] Bahl, G., Zehnpfennig, J., Tomes, M., Carmon, T. Stimulated optomechanical excitation of surface acoustic waves in a microdevice. *Nature Communications*, **2**, 403, Jul 2011.
- [40] Rakich, P. T., Reinke, C., Camacho, R., Davids, P., Wang, Z. Giant enhancement of stimulated brillouin scattering in the subwavelength limit. *Phys. Rev. X*, **2**, 011008, Jan 2012.
- [41] Baker, C., Hease, W., Nguyen, D.-T., Andronico, A., Ducci, S., Leo, G., *et al.* Photoelastic coupling in gallium arsenide optomechanical disk resonators. *Opt. Express*, **22** (12), 14072–14086, Jun 2014.
- [42] Metzger, C. H., Karrai, K. Cavity cooling of a microlever. *Nature*, **432** (7020), 1002–1005, Dec 2004.
- [43] Villafaña, V., Sesin, P., Soubelet, P., Anguiano, S., Bruchhausen, A. E., Rozas, G., *et al.* Optoelectronic forces with quantum wells for cavity optomechanics in gaas/alas semiconductor microcavities. *Phys. Rev. B*, **97**, 195306, May 2018.
- [44] Barg, A., Midolo, L., Kirsanske, G., Tighineanu, P., Pregnolato, T., Imamoglu, A., *et al.* Carrier-mediated optomechanical forces in semiconductor nanomembranes with coupled quantum wells. *arxiv:1708.05885v2*, Oct 2017.
- [45] Ding, L., Baker, C., Senellart, P., Lemaitre, A., Ducci, S., Leo, G., *et al.* High frequency gaas nano-optomechanical disk resonator. *Phys. Rev. Lett.*, **105**, 263903, Dec 2010.
- [46] Eichenfield, M., Chan, J., Camacho, R. M., Vahala, K. J., Painter, O. Optomechanical crystals. *Nature*, **462** (7269), 78–82, Oct 2009.
- [47] Sun, X., Zhang, X., Tang, H. X. High-q silicon optomechanical microdisk resonators at gigahertz frequencies. *Applied Physics Letters*, **100** (17), 173116, 2012.

- [48] Van Laer, R., Kuyken, B., Van Thourhout, D., Baets, R. Interaction between light and highly confined hypersound in a silicon photonic nanowire. *Nature Photonics*, **9** (3), 199–203, Feb 2015.
- [49] Tomes, M., Carmon, T. Photonic micro-electromechanical systems vibrating at x-band (11-ghz) rates. *Phys. Rev. Lett.*, **102**, 113601, Mar 2009.
- [50] Navarro-Urrios, D., Gomis-Bresco, J., El-Jallal, S., Oudich, M., Pitanti, A., Capuj, N., *et al.* Dynamical back-action at 5.5 ghz in a corrugated optomechanical beam. *AIP Advances*, **4** (12), 124601, 2014.
- [51] Fainstein, A., Lanzillotti-Kimura, N. D., Jusserand, B., Perrin, B. Strong Optical-Mechanical Coupling in a Vertical GaAs/AlAs Microcavity for Subterahertz Phonons and Near-Infrared Light. *Physical Review Letters*, **110**, 037403, 2013.
- [52] Villafañe, V., Anguiano, S., Bruchhausen, A. E., Rozas, G., Bloch, J., Carbonell, C. G., *et al.* Quantum well photoelastic comb for ultra-high frequency cavity optomechanics. *Quantum Science and Technology*, **4** (1), 014011, dec 2018.
- [53] Rozas, G. En: Estudio Raman de Ultra-alta resolución de la dinámica de fonones acústicos confinados en cavidades, Tesis de Doctorado en Ciencias Físicas, Instituto Balseiro, Universidad Nacional de Cuyo & Comisión Nacional de Energía Atómica, S. C. de Bariloche. 2011.
- [54] Iga, K. Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser: Its conception and evolution. *Japanese Journal of Applied Physics*, **47**, 1, 2008.
- [55] Lanzillotti-Kimura, N. D. En: Dispositivos para hipersonido y cavidades acústicas acopladas, Trabajo especial de Ingeniería Nuclear, Instituto Balseiro, Universidad Nacional de Cuyo & Comisión Nacional de Energía Atómica, S. C. de Bariloche. 2005.
- [56] Mali, V. I., Bataev, I. A., Golovin, E., Bataev, A. A., Burov, V., Smirnov, A., *et al.* Structure and fatigue crack resistance of multilayer materials produced by explosive welding. *Advanced Materials Research*, **287**, 108–111, 2011.
- [57] Cardona, M., Güntherodt, G. En: Light Scattering in Solids V: Superlattices and Other Microstructures, tomo 66 de Topics in Applied Physics. Springer-Verlag, Berlin, 1989.
- [58] Hecht, E., Zajac, A. En: Optics. Addison-Wesley, Berlin, 1974.
- [59] Rozas, G. En: Dispositivos de fonones acústicos en nanoestructuras semiconductoras piezoeléctricas, Tesis de Maestría en Ciencias Físicas, Instituto Balseiro,

- Universidad Nacional de Cuyo & Comisión Nacional de Energía Atómica, S. C. de Bariloche. 2005.
- [60] Rytov, S. M. Acoustical properties of a thinly laminated medium. *Soviet Physics: Acoustics* 2, **2**, 68, 1956 [Akust. Zh. 2, 71 (1956)].
- [61] Ashcroft, N. W., Mermin, N. D. En: Solid State Physics. Harcourt Brace College Publishers, Fort Worth, 1976.
- [62] Svelto, O. En: Principles of Lasers. Plenum Press, New York, 1976.
- [63] Stanley, R. P., Houdré, R., Oesterle, U., Ilegems, M., Weisbuch, C. Impurity modes in one-dimensional periodic systems: The transition from photonic band gaps to microcavities. *Phys. Rev. A*, **48**, 2246–2250, Sep 1993.
- [64] Yu, P. Y., Cardona, M. En: Fundamentals of Semiconductors: Physics and Materials Properties, 3ra ed. Springer, Berlin, 2001.
- [65] Kastler, A. Atomes à l'intérieur d'un interféromètre Perot-Fabry. *Applied Optics*, **1**, 17, 1962.
- [66] Born, M., Wolf, E. En: Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, 5ta ed. Pergamon Press, Oxford, 1975.
- [67] Saleh, B. E. A., Teich, M. C. En: Fundamentals of Photonics. John Wiley & Sons, New York, 1991.
- [68] García Calderón, G., Rubio, A., Romo, R. Decay widths for double-barrier resonant tunneling. *Journal of Applied Physics*, **69**, 3612, 1991.
- [69] Gérard, J. M., Barrier, D., Marzin, J. Y., Kuszelewicz, R., Manin, L., Costard, E., *et al.* Quantum boxes as active probes for photonic microstructures: The pillar microcavity case. *Applied Physics Letters*, **69**, 449, 1996.
- [70] Gayral, B., Gérard, J.-M., Legrand, B., Costard, E., Thierry-Mieg, V. Optical study of GaAs/AlAs pillar microcavities with elliptical cross section. *Applied Physics Letters*, **72**, 1421–1423, 03 1998.
- [71] Reithmaier, J. P., Röhner, M., Zull, H., Schäfer, F., Forchel, A., Knipp, P. A., *et al.* Size dependence of Confined Optical Modes in Photonic Quantum Dots. *Physical Review Letters*, **78**, 378, 1997.
- [72] Gutbrod, T., Forchel, A., Knipp, P. A., Reinecke, T. L., Tartakovskii, A., Kulkarni, V. D., *et al.* Angle dependence of the spontaneous emission from confined optical modes in photonic dots. *Physical Review B*, **59**, 2223–2229, 1999.

- [73] Reinhardt, C., Brückner, R., Sudzius, M., Hintschich, S. I. Mode discretization in an organic microcavity including a perforated silver layer. *Applied Physics Letters*, **100**, 103306, 2012.
- [74] Anguiano, S., Bruchhausen, A. E., Jusserand, B., Favero, I., Lamberti, F. R., Lanco, L., *et al.* Micropillar resonators for optomechanics in the extremely high 19–95-ghz frequency range. *Phys. Rev. Lett.*, **118**, 263901, Jun 2017.
- [75] Lamberti, F. R., Yao, Q., Lanco, L., Nguyen, D. T., Esmann, M., Fainstein, A., *et al.* Optomechanical properties of gaas/alas micropillar resonators operating in the 18 ghz range. *Opt. Express*, **25** (20), 24437–24447, Oct 2017.
- [76] Hassan, M. T., Luu, T. T., Moulet, A., Raskazovskaya, O., Zhokhov, P., Garg, M., *et al.* Optical attosecond pulses and tracking the nonlinear response of bound electrons. *Nature*, **350**, 66–70, 2016.
- [77] He, J., Djafari-Rouhani, B., Sapriel, J. Theory of light scattering by longitudinal-acoustic phonons in superlattices. *Phys. Rev. B*, **37**, 4086–4098, Mar 1988.
- [78] Bruchhausen, A. E. En: Amplificación de la dispersión Raman en sistemas nanoestructurados, Tesis de Doctorado en Ciencias Físicas, Instituto Balseiro, Universidad Nacional de Cuyo & Comisión Nacional de Energía Atómica, S. C. de Bariloche. 2008.
- [79] Potton, R. J. Reciprocity in optics. *Reports on Progress in Physics*, **67**, 717, 2004.
- [80] Fainstein, A., Jusserand, B., Thierry-Mieg, V. Raman scattering enhancement by optical confinement in a semiconductor planar microcavity. *Phys. Rev. Lett.*, **75**, 3764–3767, Nov 1995.
- [81] Fainstein, A., Trigo, M., Oliva, D., Jusserand, B., Freixanet, T., Thierry-Mieg, V. Standing optical phonons in finite semiconductor superlattices studied by resonant raman scattering in a double microcavity. *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 3411–3414, Apr 2001.
- [82] Rozas, G., Winter, M. F. P., Jusserand, B., Fainstein, A., Perrin, B., Semenova, E., *et al.* Lifetime of thz acoustic nanocavity modes. *Phys. Rev. Lett.*, **102**, 015502, Jan 2009.
- [83] Fainstein, A., Jusserand, B. Raman scattering in resonant cavities. En: Light Scattering in Solids IX: Novel Materials and Techniques, editado por M. Cardona y R. Merlin, tomo 108 de Topics in Applied Physics. Springer-Verlag, Berlin, 2007.

- [84] Güttinger, J., Noury, A., Weber, P., Eriksson, A. M., Lagoin, C., Moser, J., *et al.* Energy-dependent path of dissipation in nanomechanical resonators. *Nature Nanotechnology*, **12** (7), 631–636, May 2017.
- [85] Ares, N., Pei, T., Mavalankar, A., Mergenthaler, M., Warner, J. H., Briggs, G. A. D., *et al.* Resonant optomechanics with a vibrating carbon nanotube and a radio-frequency cavity. *Phys. Rev. Lett.*, **117**, 170801, Oct 2016.
- [86] Weber, P., Güttinger, J., Noury, A., Vergara-Cruz, J., Bachtold, A. Force sensitivity of multilayer graphene optomechanical devices. *Nature Communications*, **7**, 12496, Aug 2016.
- [87] Kleckner, D., Pepper, B., Jeffrey, E., Sonin, P., Thon, S. M., Bouwmeester, D. Optomechanical trampoline resonators. *Opt. Express*, **19** (20), 19708–19716, Sep 2011.
- [88] Dahan, R., Martin, L. L., Carmon, T. Droplet optomechanics. *Optica*, **3** (2), 175–178, Feb 2016.
- [89] Huynh, A., Lanzillotti-Kimura, N. D., Jusserand, B., Perrin, B., Fainstein, A., Pascual-Winter, M. F., *et al.* Subterahertz phonon dynamics in acoustic nanocavities. *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 115502, Sep 2006.
- [90] Lanzillotti-Kimura, N. D., Fainstein, A., Huynh, A., Perrin, B., Jusserand, B., Miard, A., *et al.* Coherent generation of acoustic phonons in an optical microcavity. *Phys. Rev. Lett.*, **99**, 217405, Nov 2007.
- [91] Lanzillotti-Kimura, N. D., Fainstein, A., Perrin, B., Jusserand, B. Theory of coherent generation and detection of thz acoustic phonons using optical microcavities. *Phys. Rev. B*, **84**, 064307, Aug 2011.
- [92] Matsuda, O., Larciprete, M. C., Voti, R. L., Wright, O. B. Fundamentals of picosecond laser ultrasonics. *Ultrasonics*, **56**, 3 – 20, 2015.
- [93] Ruello, P., Gusev, V. E. Physical mechanisms of coherent acoustic phonons generation by ultrafast laser action. *Ultrasonics*, **56**, 21–35, 2015.
- [94] Huynh, A., Winter, M. F. P., Perrin, B., Jusserand, B., Lemaître, A., Fainstein, A. Monochromatic high frequency coherent phonons propagation with superlattice transducers. *The Journal of the Acoustical Society of America*, **123** (5), 3549–3549, 2008.
- [95] Lanzillotti-Kimura, N. D., Fainstein, A., Perrin, B., Jusserand, B., Largeau, L., Mauguin, O., *et al.* Enhanced optical generation and detection of acoustic nanowaves in microcavities. *Phys. Rev. B*, **83**, 201103, May 2011.

- [96] Sesin, P., Soubelet, P., Villafañe, V., Bruchhausen, A. E., Jusserand, B., Lemaître, A., *et al.* Dynamical optical tuning of the coherent phonon detection sensitivity in DBR-based GaAs optomechanical resonators. *Physical Review B*, **92**, 075307, 2015.
- [97] Thomsen, C., Grahn, H. T., Maris, H. J., Tauc, J. Surface generation and detection of phonons by picosecond light pulses. *Physical Review B*, **34**, 4129, 1986.
- [98] Wright, O. B. Thickness and sound velocity measurement in thin transparent films with laser picosecond acoustics. *Journal of Applied Physics*, **71**, 1617, 1992.
- [99] Grahn, H. T., Maris, H. J., Tauc, J., Abeles, B. Time-resolved study of vibrations of a-Ge:H/a-Si:H multilayers. *Physical Review B*, **38**, 6066, 1988.
- [100] Wright, O. B. Ultrafast nonequilibrium stress generation in gold and silver. *Physical Review B*, **49**, 9985, 1994.
- [101] Akhmanov, S. A., Gusev, V. E. Laser excitation of ultrashort acoustic pulses: New possibilities in solid-state spectroscopy, diagnostics of fast processes, and nonlinear acoustics. *Soviet Physics Uspekhi*, **35**, 153, 1992.
- [102] Thyrestrup, H., Yüce, E., Ctistis, G., Claudon, J., Vos, W. L., Gérard, J. M. Differential ultrafast all-optical switching of the resonances of a micropillar cavity. *Applied Physics letters*, **105**, 111115, 2014.
- [103] Babilotte, P., Morozov, E., Ruello, P., Mounier, D., Edely, M., Breteau, J. M., *et al.* Relaxation between Electrons and the Crystalline Lattice. *Journal of Physics: Conference Series*, **92**, 012019, 2007.
- [104] Maradudin, A. A., Burstein, E. Relation between photoelasticity, electrostriction, and first-order raman effect in crystals of the diamond structure. *Phys. Rev.*, **164**, 1081–1099, Dec 1967.
- [105] Stevens, T. E., Kuhl, J., Merlin, R. Coherent phonon generation and the two stimulated Raman tensors. *Physical Review B*, **65**, 144304, 2002.
- [106] Economou, E. N. En: Green's functions in quantum mechanics. Springer-Verlag, Berlin, 2006.
- [107] Simmons, G. F. En: Ecuaciones diferenciales. Con aplicaciones y notas históricas. McGraw-Hill, Madrid, 1993.
- [108] Pascual Winter, M. F. En: Generación y detección óptica de fonones coherentes en nanoestructuras, Tesis de Doctorado en Ciencias Físicas, Instituto Balseiro,

- Universidad Nacional de Cuyo & Comisión Nacional de Energía Atómica, S. C. de Bariloche. 2009.
- [109] Matsuda, O., Wright, O. B. Reflection and transmission of light in multilayers perturbed by picosecond strain pulse propagation. *Journal of the Optical Society of America B*, **19**, 3028, 2002.
 - [110] Crank, J. En: The Mathematics of Diffusion. Claredon Press, Oxford, 1975.
 - [111] Matsuda, O., Tachizaki, T., Fukui, T., Baumberg, J. J., Wright, O. B. Acoustic phonon generation and detection in GaAs/Al_{0,3}Ga_{0,7}As quantum wells with picosecond laser pulses. *Phys. Rev. B*, **71**, 115330, Mar 2005.
 - [112] Pascual-Winter, M. F., Fainstein, A., Jusserand, B., Perrin, B., Lemaître, A. Spectral responses of phonon optical generation and detection in superlattices. *Phys. Rev. B*, **85**, 235443, Jun 2012.
 - [113] Jusserand, B., Poddubny, A. N., Poshakinskiy, A. V., Fainstein, A., Lemaître, A. Polariton Resonances for Ultrastrong Coupling Cavity Optomechanics in GaAs/AlAs Multiple Quantum Wells. *Phys. Rev. Lett.*, **115**, 267402, Dec 2015.
 - [114] Griffiths, D. J. En: Introduction to Electrodynamics, 3rd ed. Pearson Education, Dorling Kindersley, 2007.
 - [115] Pinard, M., Hadjar, Y., Heidmann, A. Effective mass in quantum effects of radiation pressure. *The European Physical Journal D - Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics*, **7** (1), 107–116, 1999.
 - [116] Johnson, S. G., Ibanescu, M., Skorobogatiy, M. A., Weisberg, O., Joannopoulos, J. D., Fink, Y. Perturbation theory for Maxwell's equations with shifting material boundaries. *Phys. Rev. E*, **65**, 066611, Jun 2002.
 - [117] Balram, K. C., Davanço, M., Lim, J. Y., Song, J. D., Srinivasan, K. Moving boundary and photoelastic coupling in gaas optomechanical resonators. *Optica*, **1** (6), 414–420, Dec 2014.
 - [118] Srivastava, G. P. En: The Physics of Phonons. Adam Hilger, Bristol, Philadelphia and New York, 1990.
 - [119] Ziman, J. M. En: Electrons and Phonons, The Theory of Transport Phenomena in Solids. Wiley, New York, 1960.
 - [120] Miller, A. R., Brown, R. M., Vegh, E. New derivation for the rough-surface reflection coefficient and for the distribution of sea-wave elevations. *Microwaves, Optics and Antennas, IEE Proceedings H*, **131** (2), 114–116, April 1984.

- [121] Maznev, A. A. Boundary scattering of phonons: Specularity of a randomly rough surface in the small-perturbation limit. *Phys. Rev. B*, **91**, 134306, Apr 2015.
- [122] Gibbs, H. M. En: Optical Bistability: Controlling Light with Light. Academic Press, New York, 1985.
- [123] Klingshirn, C. En: Semiconductor Optics. Springer-Verlag, Berlin, 2007.
- [124] Spataru, C. D., Benedict, L. X., Louie, S. G. Ab initio calculation of band-gap renormalization in highly excited gaas. *Phys. Rev. B*, **69**, 205204, May 2004.
- [125] Blakemore, J. S. Semiconducting and other major properties of gallium arsenide. *Journal of Applied Physics*, **53** (10), R123–R181, 1982.
- [126] Joannopoulos, J. D., Johnson, S. G., Winn, J. N., Meade, R. D. En: Photonic Crystals: Molding the Flow of Light. Princeton University Press, 2008.
- [127] Berstermann, T., Scherbakov, A. V., Akimov, A. V., Yakovlev, D. R., Gippius, N. A., Glavin, B. A., *et al.* Terahertz polariton sidebands generated by ultrafast strain pulses in an optical semiconductor microcavity. *Phys. Rev. B*, **80**, 075301, Aug 2009.
- [128] Akimov, A., Scherbakov, A., Yakovlev, D., Bayer, M. Picosecond acoustics in semiconductor optoelectronic nanostructures. *Ultrasonics*, **56**, 122 – 128, 2015.
- [129] Tanabe, T., Notomi, M., Taniyama, H., Kuramochi, E. Dynamic release of trapped light from an ultrahigh- q nanocavity via adiabatic frequency tuning. *Phys. Rev. Lett.*, **102**, 043907, Jan 2009.
- [130] Pellat, D., Azoulay, R., Leroux, G., Dugrand, L., Rafflé, Y., Kuszelewicz, R., *et al.* Optical bistability at 980 nm in a strained ingaas/gaas multiple quantum well microcavity with resonant periodic nonlinearity. *Applied Physics Letters*, **62** (20), 2489–2491, 1993.
- [131] Gurioli, M., Cavigli, L., Khitrova, G., Gibbs, H. M. Bistable optical response in quantum well semiconductor microcavity. *Semiconductor Science and Technology*, **19** (4), S345, 2004.
- [132] Zimmermann, U., Burak, D., Schlaad, K.-H., Klingshirn, C. Thermally induced absorptive optical bistability in gaas/(al,ga)as multiple quantum wells. *Semiconductor Science and Technology*, **8** (7), 1399, 1993.
- [133] Navarro-Urrios, D., Capuj, N. E., Colombano, M. F., García, P. D., Sledzinska, M., Alzina, F., *et al.* Nonlinear dynamics and chaos in an optomechanical beam. *Nature Communications*, **8**, 14965, Apr 2017.

- [134] Almeida, V. R., Barrios, C. A., Panepucci, R. R., Lipson, M. All-optical control of light on a silicon chip. *Nature*, **431** (7012), 1081–1084, Oct 2004.
- [135] Purcell, E. M. Proceedings of the american physical society. *Phys. Rev.*, **69**, 674–674, Jun 1946.
- [136] Kleppner, D. Inhibited spontaneous emission. *Phys. Rev. Lett.*, **47**, 233–236, Jul 1981.
- [137] Yablonovitch, E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics. *Phys. Rev. Lett.*, **58**, 2059–2062, May 1987.
- [138] Deng, H., Weihs, G., Santori, C., Bloch, J., Yamamoto, Y. Condensation of semiconductor microcavity exciton polaritons. *Science*, **298** (5591), 199–202, 2002.
- [139] Kasprzak, J., Richard, M., Kundermann, S., Baas, A., Jeambrun, P., Keeling, J. M. J., *et al.* Bose-einstein condensation of exciton polaritons. *Nature*, **443** (7110), 409–414, Sep 2006.
- [140] Akahane, Y., Asano, T., Song, B.-S., Noda, S. Erratum: High-q photonic nanocavity in a two-dimensional photonic crystal. *Nature*, **425** (6961), 944–947, Oct 2003.
- [141] Kuznetsov, A. S., Helgers, P. L. J., Biermann, K., Santos, P. V. Quantum confinement of exciton-polaritons in a structured (al,ga)as microcavity. *Phys. Rev. B*, **97**, 195309, May 2018.
- [142] Laaroussi, Y., Almuneau, G., Sanchez, D., Cerutti, L. Efficient lateral confinement by an oxide aperture in a mid-infrared gasb-based vertical light-emitting source. *Journal of Physics D: Applied Physics*, **44** (14), 142001, 2011.
- [143] Lee, E., Gibbs, H., Khitrova, G. Optical properties of a laterally confined semiconductor microcavity containing a single quantum well. *Science and Technology of Advanced Materials*, **4** (1), 13–17, 2003.
- [144] McCall, S. L., Levi, A. F. J., Slusher, R. E., Pearton, S. J., Logan, R. A. Whispering-gallery mode microdisk lasers. *Applied Physics Letters*, **60** (3), 289–291, 1992.
- [145] Amo, A., Pigeon, S., Adrados, C., Houdré, R., Giacobino, E., Ciuti, C., *et al.* Light engineering of the polariton landscape in semiconductor microcavities. *Phys. Rev. B*, **82**, 081301, Aug 2010.

- [146] Wertz, E., Ferrier, L., Solnyshkov, D. D., Johné, R., Sanvitto, D., Lemaître, A., *et al.* Spontaneous formation and optical manipulation of extended polariton condensates. *Nature Physics*, **6** (11), 860–864, Aug 2010.
- [147] Hammack, A. T., Griswold, M., Butov, L. V., Smallwood, L. E., Ivanov, A. L., Gossard, A. C. Trapping of cold excitons in quantum well structures with laser light. *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 227402, Jun 2006.
- [148] Roumpos, G., Nitsche, W. H., Höfling, S., Forchel, A., Yamamoto, Y. Gain-induced trapping of microcavity exciton polariton condensates. *Phys. Rev. Lett.*, **104**, 126403, Mar 2010.
- [149] Houdré, R., Weisbuch, C., Stanley, R. P., Oesterle, U., Pellandini, P., Ilegems, M. Measurement of cavity-polariton dispersion curve from angle-resolved photoluminescence experiments. *Phys. Rev. Lett.*, **73**, 2043–2046, Oct 1994.
- [150] Varshni, Y. P. Temperature dependence of the energy gap in semiconductors. *Physica*, **34** (1), 149 – 154, 1967.
- [151] Panish, M. B., Casey, H. C. Temperature dependence of the energy gap in GaAs and gap. *Journal of Applied Physics*, **40** (1), 163–167, 1969.
- [152] Manoogian, A., Woolley, J. C. Temperature dependence of the energy gap in semiconductors. *Canadian Journal of Physics*, **62** (3), 285–287, 1984.
- [153] Cohen-Tannoudji, C., Diu, B., Laloë, F. En: Quantum Mechanics, Vol. I. Oxford University Press, 1973.
- [154] Nandi, S. The quantum gaussian well. *American Journal of Physics*, **78** (12), 1341–1345, Dec 2010.
- [155] Brunner, M., Gulden, K., Hövel, R., Moser, M., Ilegems, M. Thermal lensing effects in small oxide confined vertical-cavity surface-emitting lasers. *Applied Physics Letters*, **76** (1), 7–9, 2000.
- [156] Amatya, R., Luerksen, D., Farzaneh, M., Hudgings, J. A. Thermal lensing in oxide-confined, single-mode vcsels. En: 2006 Conference on Lasers and Electro-Optics and 2006 Quantum Electronics and Laser Science Conference, págs. 1–2. 2006.
- [157] Ghez, R. En: A Primer of Diffusion Problems. John Wiley & Sons, New York, 1988.

-
- [158] Carlson, R. O., Slack, G. A., Silverman, S. J. Thermal conductivity of GaAs and $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ laser semiconductors. *Journal of Applied Physics*, **36** (2), 505–507, 1965.
- [159] Blakemore, J. S. Semiconducting and other major properties of gallium arsenide. *Journal of Applied Physics*, **53** (10), R123–R181, 1982.
- [160] Afromowitz, M. A. Thermal conductivity of $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ alloys. *Journal of Applied Physics*, **44** (3), 1292–1294, 1973.
- [161] Lichter, B. D., Sommelet, P. *Transactions of the Metallurgical Society of AIME*, **245**, 1021–1027, 1969.
- [162] Shen, J., Mandelis, A. Thermal-wave resonator cavity. *Review of Scientific Instruments*, **66** (10), 4999–5005, 1995.
- [163] Wang, C., Mandelis, A. Measurement of thermal diffusivity of air using photopyroelectric interferometry. *Review of Scientific Instruments*, **70** (5), 2372–2378, 1999.
- [164] Santos, P., Ley, L., Mebert, J., Koblinger, O. Frequency gaps for acoustic phonons in $\text{a-Si:H/a-SiN}_x\text{:H}$ superlattices. *Physical Review B*, **36**, 4858, 1987.

Publicaciones

Publicaciones asociadas a la tesis

1. S. Anguiano, G. Rozas, A. E. Bruchhausen, A. Fainstein, B. Jusserand, P. Senellart, and A. Lemaître, PRB **90**, 045314 (2014).
2. F. R. Lamberti, Q. Yao, L. Lanco, D. T. Nguyen, M. Esmann, A. Fainstein, P. Sesin, S. Anguiano, V. Villafañe, A. Bruchhausen, P. Senellart, I. Favero, and N. D. Lanzillotti-Kimura, Optics Express **25**, 20, 24437 (2017).
3. S. Anguiano, A. E. Bruchhausen, B. Jusserand, I. Favero, F. R. Lamberti, L. Lanco, I. Sagnes, A. Lemaître, N. D. Lanzillotti-Kimura, P. Senellart, and A. Fainstein, PRL **118**, 263901 (2017).
4. S. Anguiano, A. E. Bruchhausen, I. Favero, I. Sagnes, I. Sagnes, A. Lemaître, N. D. Lanzillotti-Kimura, and A. Fainstein, PRA **98**, 013816 (2018).
5. S. Anguiano, P. Sesin, A. E. Bruchhausen, F. R. Lamberti, I. Favero, M. Esmann, I. Sagnes, A. Lemaître, N. D. Lanzillotti-Kimura, P. Senellart, and A. Fainstein, PRA **98**, 063810 (2018).
6. S. Anguiano, A. A. Reynoso, A. E. Bruchhausen, A. Lemaître, J. Bloch, and A. Fainstein, PRB **99**, 195308 (2019).

Otras publicaciones

1. V. Villafañe, P. Sesin, P. Soubelet, S. Anguiano, A. E. Bruchhausen, G. Rozas, C. Gomez Carbonell, A. Lemaître and A. Fainstein , PRB **97**, 195306 (2018).
2. V. Villafañe, S. Anguiano, A. E. Bruchhausen, G. Rozas, J. Bloch, C. Gomez Carbonell, A. Lemaître and A. Fainstein , Quantum Science and Technology **4**, 014011 (2019).

Agradecimientos

“Everything that has a beginning, has an end”

— The Matrix Revolutions, 2003

Muchas personas participaron, de forma directa o indirecta, en las distintas etapas del desarrollo de este trabajo. Por ello quiero expresar formalmente mi agradecimiento por sus aportes.

En primer lugar, como siempre, a Gisele, mi compañera de vida. Sin su apoyo y confianza nada de esto ni de muchas otras cosas fundamentales de mi vida hubieran sido posibles.

A Alex (Dr. Alejandro Fainstein, para aquel que aún no lo conozca en persona), más que un director de tesis y jefe, un maestro. A él le debo no solo la posibilidad de estar escribiendo esto, sino también la oportunidad de vivir y trabajar en el lugar de mis sueños.

A quienes dieron de su tiempo y paciencia para ayudarme incontables veces, convirtiéndose en la práctica en una especie de subdirectores de tesis: Axel Bruchhausen, Guillermo Rozas y Baptiste Auguie.

A mis compañeros de trabajo: Pedro Soubelet, Pablo Sesin, Viviana Villafañe, Luis Guerra, Leandro Guzzardo, Mauro Cocco, Maximiliano Guyón y Andrés Reynoso. A todos, en conjunto, por las frecuentes discusiones que siempre ayudaron a mejorar mi trabajo, y por ayudar a generar un ambiente de trabajo excelente. A Pedro en particular por ayudarme a usar el equipo de Pump & Probe por primera vez; a Pablo por ayudarme con la revisión de la primera versión de la tesis; a Andrés por las simulaciones de difusión de calor en COMSOL; y a Leandro por la necesaria asistencia técnica en tantas ocasiones.

A mis principales colaboradores en Francia: Daniel Lanzillotti-Kimura, Pascale Sennellart, Ivan Favero y Aristide Lemaître. Si bien me hicieron renegar varias veces con sus agudas observaciones y críticas, gracias a las mismas mi trabajo siempre se vio significativamente mejorado.

A César Proetto por la cuidadosa revisión de la tesis. A María José Sánchez, Pablo Costanzo Caso y Andrea Bragas por aceptar el laborioso trabajo de ser parte del jurado para mi defensa.

Finalmente, quiero agradecer a la CNEA, por darme la oportunidad, y a todos los que hacen del CAB un lugar tan agradable para trabajar.

¡Gracias a todos!